

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای

گروه فیزیک هسته‌ای و مهندسی هسته‌ای

رساله دکتری

طراحی مفهومی به منظور ساخت میکرو دزیمتر نوترون با دیواره معادل بافت نرم

نگارنده: سمیه جهانفر

استاد راهنما

دکتر حسین توکلی عنبران

مهر ۱۴۰۰

ب



پیوست شماره ۲

دانشکده: فیزیک و مهندسی هسته‌ای

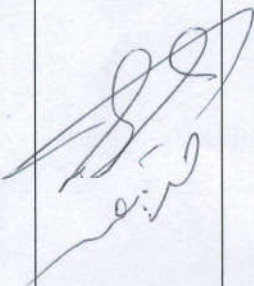
گروه: فیزیک هسته‌ای و مهندسی هسته‌ای

رساله دکتری خانم سمیه جهانفر

تحت عنوان: طراحی مفهومی به منظور ساخت میکرو دزیمر نوترون با دیواره معادل بافت نرم

در تاریخ ۱۴۰۰/۰۷/۲۸ توسط کمیته تخصصی زیر جهت اخذ مدرک دکتری ارزیابی گردید و با درجه عالی مورد پذیرش قرار گرفت.

امضاء	اساتید راهنما
	نام و نام خانوادگی: دکتر حسین توکلی عنبران

امضاء	نماینده تحصیلات تکمیلی	امضاء	اساتید داور
	نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی: دکتر احسان ابراهیمی بسابی
	دکتر حسن حسن آبادی		نام و نام خانوادگی: دکتر سعید محمدی
			نام و نام خانوادگی: دکتر علیرضا وجدانی نقره‌ثیان

تقدیم بہ :

مقدس ترین والدہ داد الفت نامہ دلم

پدرم

کہ عالمذہب من آموخت تا چگونہ در عرصہ زندگی، ایستادگی را تجربہ نمایم

مادرم

دریای بی کران فداکاری و عشق کہ وجودم برایش بہ نچ بود و وجودش برایم ہمہ مہر

آن دو فرشتہ ای کہ از خواستہ ہایشان گذشتند، سختی ہا را بہ جان خریدند و خود را سپہر لای مشکلات و ناملایات کردند تا من بہ جایگاہی کہ اکنون در آن ایستادہ ام برسم.

بہ خواہران و برادرم

ہمسفران زندگیم کہ وجودشان شادی، بخش و صفایشان یاد آراش من است.

تقدیم بہ مہربان فرشتہائی کہ

بخطات ناب باور بودن، لذت و غرور دانستن، جسارت خواستن، عظمت رسیدن و تمام تجربہ ہای یکتا و زیبای زندگیم، مدیون حضور سبز آنہاست.

خداوند را بہ مآتوفیق تلاش در سنگست، صبر در نومیدی، رفتن بی ہمراہ، جہاد بی سلاح، کار بی پاداش، فدکاری در سکوت، دین بی دنیا، عظمت بی نام، خدمت بی نان، ایمان بی ریا، خوبی بی نمود، شہامت بی حامی، مناعت بی غرور، عشق بی ہوس، تنہائی در انبوہ جمعیت و دوست داشتن بی آنکہ دوست بدانند راعینیت فرما.

سنگر و پاس خدا را کہ بزرگترین امید و یاور در محطہ محطہ زندگیمست.

تشکر و قدردانی

پاس خدای را که سخنوران، دستوران او بمانند و شمارندگان، شمردن نعمت های او ندانند و کوشندگان، حق او را گزارش ندهند و درود بخند و خلدان پاک او، طاهران مصوم، هم آنان که وجودان و ابدار وجودشان است. پاس بی کران پروردگار یکبار که هستی مان، بخشد و به طریق علم و دانش، رهنمونان شد و به همنشینی رحروان علم و دانش معترضان نمود و خوشه چینی از علم و معرفت را روزیایان ساخت. خدای را بسی شاکرم که از روی کرم، پدر و مادری خداکار نصیبم ساخته تا در سایه درخت پبار وجودشان بیابایم و از ریشه آنها شاخ و برگ گیرم و از سایه وجودشان در راه کسب علم و دانش تلاش نمایم. والدینی که بودند ثاج افتخاری است بر سرم و نشان دلیلی است بر بودنم، چرا که این دو وجود پس از پروردگار، باید هستی ام بوده اند وستم را که رفقه و راه رفیق را در این ولای زندگی پر از فراز و نشیب آموختند. آموزگاری که برایم زندگی، بودن و انسان بودن را معنا کردند، آنان که دعا و نفس خیرشان همواره بدرقه ی راهم بود. بدون شک جایگاه و منزلت معلم، اجل از آن است که در مقام قدردانی از زحمات بی شائبی او، بازبان قاصر و دست ناتوان، چیزی بنگارم. نمی توانم معنایی بالاتر از تقدیر و تشکر بر زبانم جاری سازم و پاس خود را در وصف استاد خویش جناب آقای دکتر حسین توکلی ضبران استادی صبور و فرزانه، آشکار نمایم، که هر چه گویم، کم گفته ام. همواره در طول تحصیل متحمل زحمت بوده و یاری ها و راهنمایی های بی چشمداشت ایشان بسیاری از سختی ها را بر ایمن آسانتر نمود و در کمال سعه صدر، با حسن خلق و فروتنی، از هیچ کجی در این عرصه به من دریغ ننمودند و زحمت راهنمایی این رساله را بر عهده گرفتند. پروردگار احسن حاقبت، سلامت و سعادت را برای ایشان مقدر نما. از اساتید و پرسنل صبور و باتقوای دانشکده، مخصوصاً جناب آقای دکتر حسامی ریاست محترم دانشکده، جناب آقای دکتر ابراهیمی دبانی مدیر محترم گروه، جناب آقای عسکری، جناب آقای سلطانی و جناب آقای مهندس اخپانی که بدون مساعدت ایشان، این پروژه به نتیجه مطلوب نمی رسید. پاسکزارم و از نایبانه محترم تحصیلات تکمیلی دانشگاه واساتید فرزانه و دلسوز که زحمت داوری این رساله را متقبل شدند؛ کمال تشکر و قدردانی را دارم. باشد که این خردترین، بخشی از زحمات آنان را پاس گوید...

خدایا توفیق خدمتی سرشار از شور و نشاط و همراهی و همبازی علم و دانش و پژوهش بخت رشد و شکوفایی عنایت بفرما.

تعمدنامه

اینجانب سمیه جهانفر دانشجوی دوره دکتری رشته فیزیک هسته‌ای دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان‌نامه "طراحی مفهومی به منظور ساخت میکرودمتر نوترون با دیواره معادل بافت نرم" تحت راهنمایی دکتر حسین توکلی عنبران متعهد می‌شوم.

- تحقیقات در این پایان‌نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان‌نامه تاکنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « Shahrood University of Technology » به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان‌نامه تأثیرگذار بوده‌اند در مقالات مستخرج از پایان‌نامه رعایت می‌گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که از موجود زنده (یا بافت‌های آن‌ها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در کلیه مراحل انجام این پایان‌نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

تاریخ ۱۴۰۰/۰۶/۲۴
امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه‌های رایانه‌ای، نرم افزارها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود. استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان‌نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

چکیده

در موقعیت‌های زیادی برای توصیف اثر تابش در زیست‌شناسی، دز جذبی کاملاً نامناسب است، چون مکانیسم‌ها و اثرات بویژه در ابعاد سلولی و زیرسلولی، با ویژگی‌های میکروسکوپیکی غیریکنواخت حاکم هستند. روشن است که الگوی میکروسکوپیکی برهم‌کنش‌ها و انرژی ذخیره شده تابش، برای درک جزئیات مکانیسم اثرات تابش، بسیار مهم می‌باشد. حوزه میکرودمتری در برگیرنده توصیف فیزیکی تمام الگوهای میکروسکوپیکی توزیع دز است. هدف اصلی و کاربردهای عمده میکرودمتری در ارتباط با مسائل زیست‌شناختی است و این مسائل به شدت در مطالعات فیزیکی تاکید می‌شوند، با این وجود میکرودمتری می‌تواند در حوزه‌های دیگری مانند شیمی، آشکارسازهای فیزیکی، میکروالکترونیک، حفاظت در برابر پرتو و ... توصیف دقیق‌تری از توصیف‌های ماکروسکوپی تابش بیان نماید.

هدف این پژوهش طراحی و ساخت یک میکرودمتر نوترون، جهت کاربردهای پزشکی است و بنابراین دیواره آن ماده معادل بافت نرم است. با توجه به اینکه تعداد برهم‌کنش‌ها در میکرودمتری اندک است، بنابراین به وسیله‌ای نیاز داریم که اثر این تعداد را افزایش داده و همچنین رابطه‌ای خطی بین تعداد اولیه یونش‌ها و برانگیزش‌ها و تعداد نهایی برقرار باشد، تا از مقدار انرژی به جا گذاشته شده مطلع گردیم. لذا در این پژوهش، شمارنده تناسبی از یک سیم آنود محوری احاطه شده با ماریپیچ استوانه‌ای طراحی شد تا تکثیر یکنواخت‌تر الکترون در حجم کوچکتري از آشکارساز را فراهم آورد. وجود ماریپیچ باعث افزایش قدرت تفکیک و تکثیر بزرگ‌تری بدون اعمال ولتاژ بیش‌تر به آنود می‌شود. در ولتاژ کار بدست آمده زمانی که ولتاژ آنود و ماریپیچ به ترتیب ۷۵۰ و ۱۵۰ ولت می‌باشد، حضور ماریپیچ بیش از ۶۰٪ شدت میدان الکتریکی را افزایش می‌دهد. به منظور ساخت میکرودمتر ابتدا با استفاده از آزمایشگاه مجازی پارامترهای مختلف را تحت بررسی قرار دادیم. برای طراحی و بهینه‌سازی پاسخ میکرودمتر برای ترابرد ذره و بررسی پارامترهای موثر بر اندازه‌گیری‌های میکرودمترها مانند جنس و ضخامت دیواره میکرودمتر، ابعاد، گاز، نوع و انرژی چشمه و ... از کد شبیه‌سازی مونت کارلو

GEANT4 استفاده کرده و جهت طراحی میدان الکتریکی، اثر ماریچ، ولتاژهای ماریچ و آنود، فاصله بهینه ماریچ تا آنود، ضخامت آنود و ماریچ، تاثیر ضرایب گذردهی بر شدت میدان از کد COMSOL استفاده نمودیم. همچنین جهت محاسبه توان توقف و برد، اقدام به نوشتن برنامه به زبان برنامه‌نویسی فرترن کرده‌ایم. جهت راستی آزمایی از کد MCNPX نیز بهره بردیم. به منظور بررسی دقیق حالت‌های مختلف بهینه‌سازی کمیت‌های میکروذیمتری و عدم قطعیت‌های آن‌ها و طیف‌های میکروذیمتری را محاسبه و رسم نمودیم. در این راستا شبیه‌سازی‌های متعددی انجام شد و با توجه به نتایج آن‌ها، اقدام به ساخت یک نمونه‌ی آزمایشگاهی از یک میکروذیمتر استوانه‌ای راست با قطر ۲۵ و ضخامت دیواره ۵ میلی‌متر از پلی‌اتیلن نمودیم. به منظور عدم رسانندگی پلی‌اتیلن از لایه مس به ضخامت کم‌تر از ۰,۳ میکرومتر استفاده شد که ضمن ایجاد رسانندگی در طیف‌های میکروذیمتری نیز، تغییری ایجاد نمی‌کند. داخل میکروذیمتر را از گاز پروپان معادل بافت با فشار ۱۷,۳۴ تور معادل سایت یک میکرونی پر می‌کنیم. همچنین می‌توان با اعمال ضریب تصحیح چگالی از گاز متان و پروپان نیز استفاده کرد که به طور مثال تا انرژی ۱۰ MeV این ضریب تصحیح به ترتیب برای متان و پروپان ۰,۷۸۱ و ۰,۸۶۴ می‌باشد. به منظور حذف نویز ورودی به سیستم اندازه‌گیری، از محفظه آلومینیومی و به منظور حفاظت پرتویی امواج الکترومغناطیسی، از حفاظ سربی استفاده نمودیم. میکروذیمتر را به مجموعه تجهیزات الکترونیکی، شامل پیش‌تقویت‌کننده، منابع ولتاژ بالا برای آنود و ماریچ، تقویت‌کننده، سیگنال ژنراتور، اسیلوسکوپ و MCA وصل کرده و طیف میکروذیمتری تجربی را بدست آوردیم. این طیف را با نتایج شبیه‌سازی مقایسه نمودیم که توافق خوبی را نشان می‌دهد. بنابراین بدون تغییر در طیف‌های میکروذیمتری، مواد و فلزات جایگزین دیگری می‌تواند در پیکربندی معمول میکروذیمترها استفاده شود. این طراحی جدید می‌تواند به عنوان وسیله‌ای دقیق و قابل دستیابی و بدون تغییر در طیف‌های میکروذیمتری در میکروذیمتر نوترون استفاده شود.

کلمات کلیدی: میکروذیمتری، نوترون، توان توقف و برد ذرات باردار، مواد معادل بافت، نظریه حفره براگ‌گری، شمارنده تناسبی.

لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

1-Extracting fairly accurate proton range formulas for use in microdosimetry, Revista Mexicana de Física 655, 2019.

2-The occurred error in microdosimetry calculations while using water instead of the body organs in proton therapy and a new formula for an estimate of the statistical uncertainty of microdosimetric quantities, Sains Malaysiana, 2021.

3- Resolving the nonconductivity of alternative materials by using thin metal layers in neutron microdosimeter, در دست بررسی.

۴- مقایسه توان توقف پروتون در پلاستیک معادل بافت ۱۵۰-A با استفاده از دو کد MCNPX و SRIM جهت استفاده در میکرودوزیمتری، کنفرانس فیزیک ایران، قزوین ۱۳۹۷.

5-The Comparison of the shares of stopping power in a soft tissueequivalent material, Iran J Med Phys, Vol. 15, No. 1, January 2018

6- Comparison of low and high LET radiation effects in microdosimetry and dosimetry, 20th Iranian congress of nuclear medicine, 2016.

۷- بررسی اثر مارپیچ آنود و ضریب دی‌الکتریک گازهای متان و پروپان بر تکثیر الکترون‌ها در میکرودوزیمتر، کنفرانس فیزیک ایران، تبریز ۱۳۹۸.

۸- تاثیر چگالی بر توان توقف و برد پروتون در گاز پروپان معادل بافت در سایت‌های میکرودوزیمتری، کنفرانس فیزیک ایران، تبریز ۱۳۹۸.

فهرست جدول	خ
فهرست اشکال	ذ
فصل ۱: میکروذیتمتری چیست؟	۱
۱-۱ مقدمه	۲
۲-۱ تعاریف	۲
۳-۱ دزیتمتری، میکروذیتمتری، نانوذیتمتری	۴
۴-۱ ضرورت بررسی تابش در مقیاس میکروسکوپی	۵
۵-۱ مفهوم میکروذیتمتری	۶
۶-۱ انتقال انرژی از پرتوهای یونیزان به ماده	۶
۷-۱ نمونه‌ای از کمیت‌های تصادفی و غیرتصادفی	۷
۸-۱ کمیت‌های اساسی در میکروذیتمتری	۸
۱-۸-۱ انرژی مخصوص	۹
۲-۸-۱ انرژی خطی	۱۰
۹-۱ کمیت‌های اساسی وابسته به انرژی خطی	۱۱
۱۰-۱ توزیع انرژی در میکروذیتمتری	۱۳
۱۱-۱ نمایش گرافیکی توزیع میکروذیتمتری	۱۵
۱۲-۱ فرمول محاسبه خطای کمیت‌های میکروذیتمتری	۱۶
۱۳-۱ جنبه‌های میکروذیتمتری	۱۹
۱-۱۳-۱ جنبه فضایی میکروذیتمتری	۲۰
۲-۱۳-۱ جنبه زمانی میکروذیتمتری	۲۰
۱۴-۱ تاریخچه میکروذیتمتری	۲۱

۱۵-۱	نتیجه گیری.....	۲۵
فصل ۲: برهم کنش پرتوها با ماده		
۱-۲	مقدمه.....	۲۸
۲-۲	برهم کنش های نوترون.....	۲۸
۳-۲	برهم کنش های فوتون.....	۳۰
۱-۳-۲	اثر فتوالکتریک.....	۳۱
۲-۳-۲	پراکندگی کامپتون.....	۳۲
۳-۳-۲	تولید زوج.....	۳۳
۴-۲	برهم کنش های ذرات باردار.....	۳۵
۵-۲	توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش.....	۳۶
۶-۲	توان توقف ناشی از برهم کنش هسته ای.....	۳۸
۷-۲	توان توقف ناشی از تابش ترمزی.....	۳۹
۸-۲	توان توقف بعد از عبور از ماده.....	۴۰
۹-۲	محدودیت های فرمول بس.....	۴۱
۱۰-۲	توان توقف در تمامی بازه های انرژی فارق از محدودیت های فرمول بس.....	۴۳
۱-۱۰-۲	توان توقف الکترون.....	۴۴
۲-۱۰-۲	منحنی های توان توقف الکترون.....	۴۶
۳-۱۰-۲	توان توقف پروتون.....	۴۹
۴-۱۰-۲	منحنی توان توقف پروتون.....	۵۰
۱۱-۲	مقایسه توان توقف پروتون حاصل از کد نوشته شده در این پژوهش با داده های سایت	
NIST.....		۵۱

۵۳.....	۱۲-۲ برد ذره.....
۵۵.....	۱۳-۲ تخمین نسبتا دقیق فرمول‌های برد پروتون در ماده معادل بافت و عناصر آن.....
۵۸.....	۱۴-۲ مقایسه توان توقف کد SRIM با MCNP.....
۶۳.....	۱۵-۲ چند پارامتر موثر بر توان توقف و برد.....
۶۳.....	۱-۱۵-۲ تاثیر ماده هدف بر توان توقف و برد.....
۷۱.....	۲-۱۵-۲ تاثیر چگالی بر توان توقف و برد.....
۷۵.....	۳-۱۵-۲ تاثیر پهن‌شدگی انرژی بر توان توقف و برد.....
۸۰.....	۱۶-۲ نتیجه‌گیری.....
۸۳.....	فصل ۳: برهم‌کنش نوترون با بافت در میکروذی‌متری.....
۸۴.....	۱-۳ مقدمه.....
۸۴.....	۲-۳ انرژی واکنش‌های هسته‌ای نوترون.....
۸۵.....	۳-۳ بیشینه و کمینه انرژی انتقالی به عناصر بافت در پراکندگی کشسان نوترون.....
۸۹.....	۴-۳ رابطه انرژی در سیستم مرکز جرم و آزمایشگاه.....
۹۰.....	۵-۳ مکانیزم‌های واکنش نوترون.....
۹۴.....	۶-۳ برهم‌کنش‌های نوترون و شرایط حاکم بر آن.....
۹۹.....	۷-۳ سطح مقطع‌های نوترون با بافت.....
۹۹.....	۱-۷-۳ هیدروژن.....
۱۰۰.....	۲-۷-۳ کربن.....
۱۰۳.....	۳-۷-۳ نیتروژن.....
۱۰۵.....	۴-۷-۳ اکسیژن.....
۱۰۷.....	۸-۳ نتیجه‌گیری.....

فصل ۴: نکات قابل توجه در طراحی میکرودزیمتر.....	۱۰۹
۱-۴ مقدمه.....	۱۱۰
۲-۴ دز سنجی تابش.....	۱۱۰
۳-۴ پرتوگیری و رونتگن.....	۱۱۱
۴-۴ ارتباط بین پرتوگیری و دز.....	۱۱۲
۵-۴ شارش و دز برای الکترون.....	۱۱۳
۶-۴ نظریه حفره براگ گری.....	۱۱۴
۷-۴ شمارنده تناسبی.....	۱۱۶
۸-۴ مواد معادل بافت.....	۱۱۹
۹-۴ اتلاف انرژی بر حسب یونش.....	۱۲۳
۱۰-۴ تکثیر گاز.....	۱۲۴
۱۱-۴ گازهای پرکننده و منبع گاز.....	۱۲۷
۱۲-۴ اثر دیوار.....	۱۲۹
۱۳-۴ تعیین ابعاد در طراحی میکرودزیمتر.....	۱۳۱
۱۴-۴ منابع خطا در میکرودزیمتری.....	۱۳۳
۱۵-۴ نتیجه گیری.....	۱۳۴
فصل ۵: شبیه سازی میکرودزیمتر.....	۱۳۷
۱-۵ مقدمه.....	۱۳۸
۲-۵ معرفی نرم افزار کامسول.....	۱۳۸
۳-۵ شبیه سازی پیوستگی میدان الکتریکی در میکرودزیمتر.....	۱۳۹
۴-۵ بررسی اثر مارپیچ آنود و ضریب دی الکتریک گازهای متان و پروپان بر تکثیر الکترون ها در	

میکرودزیمتر.....	۱۴۵
۵-۵ محاسبه ضریب تکثیر.....	۱۴۶
۶-۵ محاسبه طول میانگین وتر در کره و استوانه راست.....	۱۴۹
۷-۵ پارامترهای مختلف موثر و مواد جایگزین در شبیه‌سازی میکرودزیمتر.....	۱۵۰
۱-۷-۵ مواد جایگزین دیواره میکرودزیمتر.....	۱۵۰
۲-۷-۵ ضخامت تعادلی و بهینه دیواره میکرودزیمتر.....	۱۵۶
۳-۷-۵ مواد جایگزین کاتود و ضخامت بهینه آن.....	۱۵۸
۴-۷-۵ اثر گازهای جایگزین حفره بر طیف‌های میکرودزیمتر.....	۱۶۵
۵-۷-۵ اثر ابعاد بر طیف‌های میکرودزیمتر.....	۱۷۲
۶-۷-۵ اثر بافت‌های مختلف بر طیف‌های میکرودزیمتر.....	۱۷۶
۸-۵ اعتبارسنجی شبیه‌سازی‌ها.....	۱۷۹
۹-۵ طیف‌های میکرودزیمتری در ارگان‌ها و سایت‌های مختلف.....	۱۸۰
۱۰-۵ نتیجه‌گیری.....	۱۸۲
فصل ۶: ساخت میکرودزیمتر و آزمایش‌های تجربی.....	۱۸۵
۱-۶ مقدمه.....	۱۸۶
۲-۶ ساخت دیواره میکرودزیمتر.....	۱۸۷
۳-۶ ساخت کاتود میکرودزیمتر.....	۱۸۸
۴-۶ ساخت آنود و مارپیچ میکرودزیمتر.....	۱۹۱
۵-۶ ساخت حفاظ میکرودزیمتر.....	۱۹۲
۶-۶ تهیه گاز حفره میکرودزیمتر و اتصالات مربوط به آن.....	۱۹۴
۷-۶ تزریق گاز میکرودزیمتر.....	۱۹۶

۸-۶	مجموعه تجهیزات آزمایشگاهی میکرودزیمتر.....	۱۹۶
۹-۶	کالیبراسیون.....	۱۹۸
۱۰-۶	طیف تجربی میکرودزیمتر.....	۲۰۲
۱۱-۶	نتیجه گیری.....	۲۰۴
	نتیجه گیری.....	۲۰۵
	پیشنهادهای.....	۲۰۹
	پیوست.....	۲۱۰
	مراجع.....	۲۱۳

فهرست جداول

- جدول ۱-۲ ضرایب بدست آمده از بهترین فیت‌ها برای برد پروتون در ماده معادل بافت نرم و عناصر آن. انرژی پروتون فرودی $0.3 < E(\text{MeV}) < 10$ ، هیدروژن و ماده معادل بافت نرم برای دقت بالاتر به ترتیب به دو ناحیه $0.3 < E(\text{MeV}) < 3$ و $3 < E(\text{MeV}) < 10$ تقسیم شده است..... ۵۹
- جدول ۲-۲ عناصر و درصدهای وزنی شش ارگان بدن [۹۲]..... ۶۶
- جدول ۳-۲ برد (میکرون) پروتون در ارگان‌های مختلف بر حسب انرژی (کیلو الکترون ولت) ۶۷
- جدول ۴-۲ انرژی ذخیره شده پروتون (keV) در آب و ارگان‌ها در سایت یک و ۱۰۰ میکرون..... ۶۹
- جدول ۵-۲ درصد اختلاف مکان و شدت قله براگ آب در قیاس با ارگان‌ها..... ۷۱
- جدول ۶-۲ چگالی‌های گاز پروپان معادل بافت در سایت‌های مختلف با حفره مرکزی به قطر ۱،۲۷ سانتی‌متر..... ۷۲
- جدول ۷-۲ کسر داده‌ها در فاصله‌های مختلف برابر یا کمتر از $\pm 0.5 \sigma$ ، $\pm 0.675 \sigma$ ، $\pm 1 \sigma$ ، $\pm 1.65 \sigma$ ، $\pm 1.96 \sigma$ ، $\pm 2 \sigma$ ، $\pm 2.58 \sigma$ ، $\pm 3 \sigma$ و $\pm 4 \sigma$ برابر انحراف معیار توزیع نسبت به میانگین توزیع..... ۷۹
- جدول ۱-۳ محاسبه انرژی آستانه و انرژی آزاد شده برهم‌کنش نوترون و هیدروژن..... ۹۹
- جدول ۲-۳ انرژی آستانه و انرژی آزاد شده نوترون با کربن..... ۱۰۲
- جدول ۳-۳ انرژی آزاد شده و آستانه برهم‌کنش‌های نوترون با نیتروژن..... ۱۰۴
- جدول ۴-۳ انرژی آزاد شده و انرژی آستانه برهم‌کنش‌های نوترون با اکسیژن..... ۱۰۶
- جدول ۵-۳ برهم‌کنش‌های نوترون تا انرژی ۱۰ MeV با بافت..... ۱۰۷
- جدول ۱-۴ ترکیبات عناصر (درصد وزنی) جامدها معادل بافت [۶، ۱۲۷]..... ۱۲۲
- جدول ۲-۴ ترکیبات عناصر (درصد وزنی) گازهای معادل بافت [۶]..... ۱۲۲
- جدول ۳-۴ ترکیبات عناصر مایعات معادل بافت [۶]..... ۱۲۲
- جدول ۱-۵ خصوصیات گازهای به کار رفته در حفره میکرو دزیمتر [۱۳۳]..... ۱۴۵
- جدول ۲-۵ ترکیبات، درصد وزنی و چگالی پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰، پلی اتیلن و پلی پروپیلن..... ۱۵۲

- جدول ۵-۳ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آن‌ها در مواد جایگزین دیواره میکرو دزی متر..... ۱۵۴
- جدول ۵-۴ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آن‌ها در ضخامت‌های مختلف دیواره میکرو دزی متر..... ۱۵۷
- جدول ۵-۵ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آن‌ها برای سه رسانا به عنوان کاتود با ضخامت‌های متفاوت..... ۱۵۹
- جدول ۵-۶ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی و عدم قطعیت‌های آن بدون حضور مس و با ضخامت ۰,۵ میکرون مس به عنوان کاتود و برای چشمه گاما با انرژی‌های متفاوت..... ۱۶۴
- جدول ۵-۷ میانگین توان توقف جرمی پروتون با انرژی ۱۰ MeV ۱۶۸
- جدول ۵-۸ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آن‌ها برای گازهای متفاوت..... ۱۷۰
- جدول ۵-۹ رابطه بین چگالی سایت و ابعاد برای سایت‌ها با ابعاد متفاوت..... ۱۷۳
- جدول ۵-۱۰ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آن‌ها برای ابعاد متفاوت..... ۱۷۴
- جدول ۵-۱۱ ترکیب و چگالی بافت‌های نرم، چربی و استخوان [۱۳۷] ۱۷۶
- جدول ۵-۱۲ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آن‌ها در سایت‌ها با بافت‌های متفاوت و مواد جایگزین..... ۱۷۸
- جدول ۵-۱۳ مقایسه میانگین فرکانس و میانگین دز انرژی خطی، ضریب و عدم قطعیت‌های آن‌ها برای پروتون‌ها در سایت‌ها با انرژی و ابعاد مختلف و برای ارگان‌های بدن و فانتوم آب..... ۱۸۰
- جدول ۵-۱۴ دز جذبی پروتون‌های در دو سایت آب و ارگان..... ۱۸۲

فهرست اشکال

- شکل ۱-۱ با اغراق سایت در الف) ابعاد ماکرو و ب) میکرو..... ۹
- شکل ۲-۱ هفت نمونه از طول‌های وتر طی شده در سایت کروی..... ۱۰
- شکل ۳-۱ سمت راست دو نمونه جسم غیرمحدب و سمت چپ دو نمونه جسم محدب..... ۱۰
- شکل ۴-۱ نمایش نیمه‌لگاریتمی $y f(y)$ بر حسب y [۶]..... ۱۴
- شکل ۵-۱ نمایش نیمه‌لگاریتمی توزیع دز $y d(y)$ بر حسب y [۶]..... ۱۴
- شکل ۱-۲ دیاگرام نمایش برهم‌کنش‌های نوترون با ماده..... ۲۹
- شکل ۲-۲ احتمال برهم‌کنش‌های فتوالکتریک، کامپتون و تولید زوج و وابستگی آن به عدد اتمی و انرژی فوتون فرودی [۸۹]..... ۳۰
- شکل ۳-۲ وابستگی سطح مقطع فتوالکتریک به عدد اتمی [۸۹]..... ۳۲
- شکل ۴-۲ نمودار P بر حسب کسر انرژی جنبشی کل رسیده به پوزیترون [۸۹]..... ۳۵
- شکل ۵-۲ توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش چشمه الکترون ۱۰ MeV در ماده معادل بافت..... ۴۷
- شکل ۶-۲ منحنی لگاریتمی توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش چشمه الکترون ۱۰ MeV در ماده معادل بافت..... ۴۷
- شکل ۷-۲ توان توقف ناشی از تابش ترمزی چشمه الکترون ۱۰ MeV در ماده معادل بافت..... ۴۸
- شکل ۸-۲ منحنی لگاریتمی توان توقف کل چشمه الکترون ۱۰ MeV در ماده معادل بافت..... ۴۹
- شکل ۹-۲ توان توقف هسته‌ای، توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش و توان توقف کل برای پروتون‌ها از انرژی ۰,۳ MeV تا ۱۰ MeV در ماده معادل بافت نرم..... ۵۱
- شکل ۱۰-۲ توان توقف کل پروتون‌ها در ناحیه انرژی ۰,۳ MeV تا ۱۰ MeV در ماده معادل بافت نرم و عناصر تشکیل‌دهنده آن..... ۵۱
- شکل ۱۱-۲ توان توقف کل پروتون‌ها با انرژی ۰,۳ MeV تا ۱۰ MeV در a) هیدروژن، b) اکسیژن، c) نیتروژن. منحنی مشکی نتایج کد کامپیوتری و دایره‌های سفید نتایج مرجع [۱۰۴] است..... ۵۲
- شکل ۱۲-۲ منحنی برد الکترون تا انرژی ۱۰ MeV در ماده معادل بافت..... ۵۳

- شکل ۲-۱۳ منحنی برد پروتون تا انرژی 10 MeV در ماده معادل بافت نرم..... ۵۴
- شکل ۲-۱۴ محاسبه برد پروتون در آب. منحنی مشکی رنگ نتایج کد MCNPX و منحنی قرمز رنگ نتایج حاصل از کد ما..... ۵۴
- شکل ۲-۱۵ منحنی برد بر حسب انرژی پروتون در ماده معادل بافت نرم و عناصر آن..... ۵۵
- شکل ۲-۱۶ درصد اختلاف نسبی برد پروتون حاصل از کد ما با چند جمله‌ای درجه سوم و چهارم برازش یافته، در عناصر ماده معادل بافت در بازه انرژی‌های 0.3 MeV تا 10 MeV ۵۶
- شکل ۲-۱۷ درصد اختلاف نسبی برد پروتون حاصل از کد ما با منحنی‌های برازش یافته، چند جمله‌ای درجه دوم تا چهارم و منحنی گاوسی در معادل بافت در بازه انرژی‌های 0.3 MeV تا 10 MeV ۵۷
- شکل ۲-۱۸ درصد اختلاف نسبی برد پروتون در ماده معادل بافت نرم بین دو برازش چندجمله‌ای مرتبه سوم در دو ناحیه انرژی $3 \text{ MeV} < E < 10 \text{ MeV}$ A و $0.3 \text{ MeV} < E < 10 \text{ MeV}$ B با داده‌های کد ما..... ۵۷
- شکل ۲-۱۹ توان توقف کل، هسته‌ای و ناشی از یونش و برانگیزش برای پروتون در پلاستیک معادل بافت با استفاده از کد SRIM..... ۶۰
- شکل ۲-۲۰ توان توقف کل، هسته‌ای و ناشی از یونش و برانگیزش برای پروتون در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ با استفاده از کد MCNPX..... ۶۰
- شکل ۲-۲۱ مقایسه توان توقف هسته‌ای برای پروتون در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ با استفاده از دو کد SRIM و MCNPX..... ۶۱
- شکل ۲-۲۲ توان توقف کل برای پروتون در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ با استفاده از دو کد SRIM و MCNPX..... ۶۱
- شکل ۲-۲۳ توان توقف کل برای پروتون در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ با استفاده از دو کد SRIM و MCNPX تا انرژی 2 MeV ۶۲
- شکل ۲-۲۴ منحنی توان توقف پروتون بر حسب انرژی در آب (منحنی مشکی رنگ) در قیاس با ارگان‌های مختلف (A) طحال (قرمز)، تیروئید (آبی) و پانکراس (بنفش) (B) پروستات (قرمز)، بیضه (آبی)، تخمدان (بنفش)..... ۶۴
- شکل ۲-۲۵ برد پروتون بر حسب انرژی پروتون فرودی، (A) تا انرژی 200 و (B) بازه انرژی 1.2 MeV تا 1.4 MeV در آب (منحنی مشکی رنگ)، در قیاس با طحال (قرمز)، تیروئید (آبی روشن)، پانکراس (صورتی)، پروستات (سبز تیره)، بیضه (نارنجی) و تخمدان (سبز روشن)..... ۶۵

شکل ۲-۲۶ درصد اختلاف برد پروتون (A) تا انرژی ۲۰۰ MeV و (B) تا انرژی ۱۲ MeV در هر یک از ارگان‌های طحال (مشکی)، تیروئید (قرمز)، پانکراس (آبی روشن)، پروستات (صورتی)، بیضه (سبز) و تخمدان (آبی تیره) نسبت به آب..... ۶۸

شکل ۲-۲۷ توان توقف بر حسب ضخامت آب و ارگان‌های بدن برای پروتون‌ها با A) ۵ MeV و B) ۱ MeV..... ۷۰

شکل ۲-۲۸ توان توقف بر حسب انرژی پروتون در گاز معادل بافت پروپان در سایت‌های ۱، ۲، ۸، ۱۰ و ۲۳ میکرون معادل با حفره کروی ۱،۲۷ سانتی‌متر..... ۷۲

شکل ۲-۲۹ برد پروتون بر حسب انرژی پروتون در گاز معادل بافت پروپان در سایت‌های ۱، ۲، ۸، ۱۰ و ۲۳ میکرومتر معادل با حفره کروی ۱،۲۷ سانتی‌متر..... ۷۳

شکل ۲-۳۰ تفاضل نسبی برد سایت‌ها بر حسب انرژی پروتون فرودی در گاز پروپان معادل بافت..... ۷۴

شکل ۲-۳۱ کسر داده‌ها به ترتیب در فاصله‌های مختلف برابر یا کمتر از $\pm 0.5\sigma$ ، $\pm \sigma$ ، $\pm 2\sigma$ و $\pm 3\sigma$ برابر انحراف معیار توزیع نسبت به میانگین توزیع..... ۷۶

شکل ۲-۳۲ افت و خیزهای توان توقف در سه خطای استاندارد. توان توقف بدون اعمال پهن‌شدگی با منحنی مشکی رنگ $E_+(3\sigma) = \bar{E} + 3\sigma$ ، $E_-(3\sigma) = \bar{E} - 3\sigma$ ، $E_-(2\sigma)$ ، $E_+(2\sigma)$ ، $E_-(1\sigma)$ و $E_+(1\sigma)$ به ترتیب منحنی‌های قرمز، آبی، صورتی، سبز، فیروزه‌ای و بنفش..... ۷۷

شکل ۲-۳۳ اعمال افت و خیز خطاهای استاندارد 1σ تا 3σ به توان توقف و اثر آن بر توان توقف و برد. منحنی مشکی رنگ توان توقف بدون اعمال افت و خیزهای پهن‌شدگی $E_+(3\sigma) = \bar{E} + 3\sigma$ ، $E_-(3\sigma) = \bar{E} - 3\sigma$ ، $E_-(2\sigma)$ ، $E_+(2\sigma)$ ، $E_-(1\sigma)$ و $E_+(1\sigma)$ به ترتیب منحنی‌های قرمز، آبی، صورتی، سبز، فیروزه‌ای و بنفش..... ۷۸

شکل ۲-۳۴ اختلاف نسبی (a) برد و (b) توان توقف با اعمال پهن‌شدگی با خطاهای استاندارد متفاوت..... ۷۹

شکل ۳-۱ برهم‌کنش برخورد نوترون با هدف در سیستم مرکز جرم و سیستم آزمایشگاه..... ۸۵

شکل ۳-۲ زوایای پراکندگی نوترون در سیستم مرکز جرم و آزمایشگاه..... ۸۶

شکل ۳-۳ مختصات مرکز جرم و آزمایشگاه در برخورد نوترون و هسته..... ۸۷

شکل ۳-۴ سطح مقطع نوترون با هیدروژن [۱۱۶]..... ۱۰۰

شکل ۳-۵ برهم‌کنش‌های غیرکشسان، کشسان، گیراندازی و کل نوترون با کربن [۱۱۶]..... ۱۰۲

- شکل ۳-۶ برهم کنش‌های مولد ذرات باردار نوترون با کربن [۱۱۶]..... ۱۰۳
- شکل ۳-۷ برهم کنش‌های کل، کشسان و غیرکشسان و گیراندازی نوترون با نیتروژن [۱۱۶]..... ۱۰۴
- شکل ۳-۸ برهم کنش‌های مولد ذرات باردار و نوترون‌زایی، نوترون با نیتروژن [۱۱۶]..... ۱۰۵
- شکل ۳-۹ برهم کنش‌های کل، کشسان، غیرکشسان و گیراندازی نوترون با اکسیژن [۱۱۶]..... ۱۰۶
- شکل ۳-۱۰ برهم کنش‌های مولد ذرات باردار و نوترون‌زایی، نوترون با اکسیژن [۱۱۶]..... ۱۰۷
- شکل ۴-۱ تعادل الکترونی در اتاقک هوا [۱۱۹]..... ۱۱۲
- شکل ۴-۲ شمارنده تناسبی با در نظر گرفتن تیوپ‌های میدان (رسم شده با نرم‌افزار کامسول)..... ۱۱۸
- شکل ۴-۳ عدد اتمی موثر بعضی از بافت‌ها برای اثر فتوالکتریک [۱۲۶]..... ۱۲۰
- شکل ۴-۴ w در گاز معادل بافت به عنوان تابعی از انرژی الکترون‌ها، پروتون‌ها و یون‌های هلیوم، کربن، اکسیژن و نیتروژن [۶]..... ۱۲۴
- شکل ۴-۵ اثر دیوار a ماده با چگالی بالا، b ماده با چگالی پایین و c ورود مجدد در اثر 2 ماده با چگالی متفاوت [۶]..... ۱۳۰
- شکل ۴-۶ اثر پرتو دلتا. ذره اولیه الکترون ثانویه‌ای را در سایت کروی تزریق می‌کند. a و c محیط مواد چگالی بالا و پایین را نمایش می‌دهند. در b به دلیل اختلاف چگالی بین حفره و ماده اطراف، ذره اولیه و پرتو دلتا در حفره همزمان ظاهر می‌شوند [۶]..... ۱۳۰
- شکل ۵-۱ نمای کلی نرم‌افزار کامسول..... ۱۳۹
- شکل ۵-۲ شمارنده تناسبی آنود به همراه کاتود..... ۱۴۰
- شکل ۵-۳ شمارنده تناسبی آنود و کاتود به همراه مارپیچ هم‌محور در نرم‌افزار کامسول..... ۱۴۰
- شکل ۵-۴ شمارنده تناسبی استوانه‌ای راست بدون و همراه مارپیچ..... ۱۴۱
- شکل ۵-۵ تغییر مکان قرارگیر مارپیچ و تاثیر آن بر میدان الکتریکی..... ۱۴۲
- شکل ۵-۶ تاثیر ولتاژهای مختلف آنود بر میدان الکتریکی..... ۱۴۳
- شکل ۵-۷ اعمال ولتاژهای مختلف به مارپیچ و تاثیر آن بر میدان الکتریکی..... ۱۴۳
- شکل ۵-۸ تاثیر حلقه‌های مارپیچ بر میدان الکتریکی..... ۱۴۴

شکل ۵-۹ تغییرات شدت میدان میکرووزیمتر با ماریپیچ آنود (منحنی قرمز رنگ) و بدون حضور ماریپیچ (منحنی مشکی رنگ) (A گاز متان و B گاز پروپان)..... ۱۴۶

شکل ۵-۱۰ تغییرات شدت میدان الکتریکی میکرووزیمتر در دو گاز متان (منحنی قرمز) و پروپان (منحنی مشکی) (A) با در نظر گرفتن ماریپیچ آنود و B بدون در نظر گرفتن ماریپیچ آنود..... ۱۴۶

شکل ۵-۱۱ محاسبه ضریب تاونسند در شمارنده استوانه‌ای به شعاع ۰,۵ cm (A) در کل شعاع استوانه B در فواصل کمتر از ۰,۵ cm..... ۱۴۷

شکل ۵-۱۲ ضریب تاونسند بر حسب فاصله از آنود در شمارنده تناسبی استوانه‌ای راست به شعاع ۰,۵ cm (منحنی قرمز) در نزدیکی تیوپ‌های میدان و B (منحنی مشکی) تکثیر آنود در مرکز استوانه و آنودی با شعاع $50 \mu m$ ۱۴۷

شکل ۵-۱۳ ضریب تاونسند بر حسب میدان در شمارنده تناسبی استوانه‌ای راست ۰,۵ cm..... ۱۴۸

شکل ۵-۱۴ میدان الکتریکی بر حسب شعاع استوانه در شمارنده تناسبی استوانه‌ای راست ۰,۵ cm..... ۱۴۸

شکل ۵-۱۵ طیف‌های میکرووزیمتری چشمه‌های نوترون با انرژی ۰,۱ MeV برای دیوار با سه ماده مختلف. در A و B پلاستیک معادل بافت ۱۵۰-A منحنی مشکی رنگ و پلی‌اتیلن منحنی قرمز رنگ و پلی‌پروپیلن منحنی آبی رنگ و A (باریکه نوترون و B) چشمه نقطه‌ای نوترون است. C مقایسه طیف‌های میکرووزیمتری برای باریکه نوترون منحنی مشکی رنگ و چشمه نقطه‌ای منحنی قرمز رنگ با انرژی ۰,۱ MeV در پلاستیک معادل بافت ۱۵۰-A..... ۱۵۱

شکل ۵-۱۶ طیف‌های میکرووزیمتری چشمه‌های نوترون با انرژی ۱ MeV برای دیوار با سه ماده مختلف. در A و B پلاستیک معادل بافت ۱۵۰-A منحنی مشکی رنگ و پلی‌اتیلن منحنی قرمز رنگ و پلی‌پروپیلن منحنی آبی رنگ و A (باریکه نوترون و B) چشمه نقطه‌ای نوترون است. C مقایسه طیف‌های میکرووزیمتری برای باریکه نوترون منحنی مشکی رنگ و چشمه نقطه‌ای منحنی قرمز رنگ با انرژی ۱ MeV در پلاستیک معادل بافت ۱۵۰-A..... ۱۵۲

شکل ۵-۱۷ طیف‌های میکرووزیمتری چشمه‌های نوترون با انرژی ۱۰ MeV برای دیوار با سه ماده مختلف. در A و B پلاستیک معادل بافت ۱۵۰-A منحنی مشکی رنگ و پلی‌اتیلن منحنی قرمز رنگ و پلی‌پروپیلن منحنی آبی رنگ و A (باریکه نوترون و B) چشمه نقطه‌ای نوترون است. C مقایسه طیف‌های میکرووزیمتری برای باریکه نوترون منحنی مشکی رنگ و چشمه نقطه‌ای منحنی قرمز رنگ با انرژی ۱۰ MeV در پلاستیک معادل بافت ۱۵۰-A..... ۱۵۳

شکل ۵-۱۸ مقایسه طیف‌های میکرووزیمتری باریکه نوترون در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ در سه انرژی ۰,۱ MeV، منحنی مشکی رنگ، ۱ MeV منحنی قرمز رنگ و ۱۰ MeV منحنی آبی رنگ..... ۱۵۵

شکل ۵-۱۹ اثر ضخامت‌های متفاوت دیوار در طیف‌های میکرووزیمتر..... ۱۵۷

شکل ۵-۲۰ طیف میکرووزیمتری با دیواره پلی‌اتیلن و باریکه نوترون با چهار مد شامل بدون افزودن لایه مس (منحنی مشکی)، لایه به ضخامت‌های ۰,۵، ۱ و ۱۰ میکرون به ترتیب با رنگ‌های قرمز، آبی و صورتی در سه انرژی ۰,۱ MeV، ۱ MeV و ۱۰ MeV..... ۱۶۲

شکل ۵-۲۱ طیف میکرووزیمتری با دیواره پلی‌اتیلن و باریکه نوترون با چهار مد شامل بدون افزودن لایه آلومینیوم (منحنی مشکی)، لایه به ضخامت‌های ۰,۵، ۱ و ۱۰ میکرون به ترتیب با رنگ‌های قرمز، آبی و صورتی در سه انرژی ۰,۱ MeV، ۱ MeV و ۱۰ MeV..... ۱۶۳

شکل ۵-۲۲ طیف میکرووزیمتری با دیواره پلی‌اتیلن و باریکه نوترون با چهار مد شامل بدون افزودن لایه‌های گرافن (منحنی مشکی)، لایه به ضخامت‌های ۰,۵، ۱ و ۱۰ میکرون به ترتیب با رنگ‌های قرمز، آبی و صورتی در سه انرژی ۰,۱ MeV، ۱ MeV و ۱۰ MeV..... ۱۶۳

شکل ۵-۲۳ طیف میکرووزیمتری با دیواره پلی‌اتیلن و باریکه فوتون بدون افزودن لایه مس (منحنی مشکی)، لایه به ضخامت ۰,۵ (منحنی قرمز) در سه انرژی ۰,۱ MeV، ۱ MeV و ۱۰ MeV..... ۱۶۴

شکل ۵-۲۴ اثر دو گاز متان معادل بافت (منحنی مشکی و قرمز رنگ) و پروپان معادل بافت (آبی و صورتی رنگ) در طیف‌های میکرووزیمتری برای چشمه نقطه‌ای نوترون در دو انرژی ۰,۱ (منحنی قرمز و صورتی رنگ) و ۱ MeV (منحنی‌های آبی و مشکی رنگ)..... ۱۶۵

شکل ۵-۲۵ تاثیر گازهای مختلف بر طیف میکرووزیمتری برای پروپان معادل بافت (منحنی مشکی رنگ)، پروپان خالص (منحنی قرمز) و متان خالص (منحنی آبی) برای چشمه نقطه‌ای نوترون در سه انرژی ۰,۱ MeV، ۱ MeV و ۱۰ MeV..... ۱۶۶

شکل ۵-۲۶ توان توقف جرمی بر حسب انرژی..... ۱۶۷

شکل ۵-۲۷ طیف‌های میکرووزیمتری با اعمال تصحیح چگالی به گازهای متان (منحنی آبی) و پروپان (منحنی قرمز) در قیاس با گاز پروپان معادل بافت (منحنی آبی) برای چشمه نقطه‌ای نوترون در سه انرژی ۰,۱ MeV، ۱ MeV و ۱۰ MeV..... ۱۶۹

شکل ۵-۲۸ تاثیر ابعاد مختلف در طیف‌های میکرووزیمتری برای باریکه نوترون در سه انرژی MeV ۰,۱، ۱ MeV و ۱۰ MeV. منحنی مشکی، قرمز، آبی، صورتی و سبز به ترتیب سایت‌های ۰,۵، ۱، ۲، ۳ و ۴ میکرون..... ۱۷۳

شکل ۵-۲۹ مقایسه بافت‌های مختلف و مواد جایگزین دیوار میکرووزیمتر در طیف‌های میکرووزیمتری برای باریکه نوترون در سه انرژی ۰,۱، ۱ و ۱۰. به ترتیب مشکی، قرمز، آبی، صورتی و سبز برای پلاستیک معادل بافت ۱۵۰-A، پلی‌اتیلن، بافت نرم، بافت چربی و استخوان ۱۷۷

شکل ۵-۳۰ طیف‌های میکرووزیمتری برای پروتون‌ها با انرژی ۱ MeV و ۵ MeV به ترتیب در سایت ۱ و ۱۰۰ میکرونی در آب و برخی ارگان‌ها ۱۸۱

شکل ۶-۱ دستگاه تراش آزمایشگاه ماشین ابزار دانشگاه صنعتی شاهرود و طراحی میکرووزیمتر اولیه ۱۸۷

شکل ۶-۲ نمایی از دستگاه تبخیر حرارتی آزمایشگاه رشد بلور و نانوفیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود در حال لایه‌نشانی و طرحواره آن ۱۹۰

شکل ۶-۳ میکرووزیمتر لایه‌نشانی شده و لام آزمایشگاهی ۱۹۰

شکل ۶-۴ تعیین ضخامت لایه مس داخل میکرووزیمتر با استفاده از دستگاه FESEM دانشگاه صنعتی شاهرود و نمایی از این دستگاه ۱۹۱

شکل ۶-۵ میکرووزیمتر لایه‌نشانی شده با آنود و مارپیچ ۱۹۲

شکل ۶-۶ میکرومتر دیجیتالی ۰ تا ۲۵ میلی‌متر خریداری شده برای این پژوهش در آزمایشگاه هسته‌ای دانشگاه صنعتی شاهرود ۱۹۲

شکل ۶-۷ فویل آلومینیومی جهت محفظه رسانا به منظور جلوگیری از ورود نویز به داخل سیستم ۱۹۳

شکل ۶-۸ محفظه آلومینیومی ساخته شده برای این پژوهش از صفحات تخت آلومینیوم ۱۹۳

شکل ۶-۹ کپسول به همراه رگلاتور خریداری شده برای این پژوهش موجود در آزمایشگاه هسته‌ای ۱۹۴

شکل ۶-۱۰ مجموعه‌ای از اتصالات پنوماتیک ۱۹۵

شکل ۶-۱۱ فشارسنج دیجیتال خریداری شده برای این پژوهش موجود در آزمایشگاه هسته‌ای ۱۹۵

شکل ۶-۱۲ مجموعه پمپ خلا و میکرووزیمتر و فشارسنج ۱۹۶

شکل ۶-۱۳ مجموعه تجهیزات آزمایشگاهی میکرووزیمتر (A) تقویت‌کننده، منبع ولتاژ بالا و تحلیل‌گر چندکاناله، کامپیوتر، اسیلوسکوپ دیجیتال و حفاظ سربی (B) میکرووزیمتر متصل به پیش‌تقویت‌کننده داخل محفظه آلومینیومی با حفاظ سربی ۱۹۷

- شکل ۱۴-۶ مجموعه تقویت کننده و منبع ولتاژ بالا برای آنود و مارپیچ ۱۹۷
- شکل ۱۵-۶ طیف میکروذیامتری نوترون با محل لبه پروتون..... ۱۹۸
- شکل ۱۶-۶ مولد پالس دیجیتال آزمایشگاه هسته‌ای دانشگاه صنعتی شاهرود..... ۲۰۱
- شکل ۱۷-۶ اسیلوسکوپ دیجیتال و نمونه‌ای از سیگنال خروجی تقویت کننده..... ۲۰۲
- شکل ۱۸-۶ مقایسه طیف میکروذیامتری چشمه سزیم با استفاده از میکروذیامتر ساخته شده در این پژوهش و طیف شبیه‌سازی شده ۲۰۳
- شکل ۱۹-۶ مقایسه طیف میکروذیامتری چشمه ام‌رسیم با استفاده از میکروذیامتر ساخته شده در این پژوهش و طیف شبیه‌سازی شده ۲۰۳

فصل اول: میکروذیتمتری چیست؟

۱-۱ مقدمه

پرتوهای یونیزان باعث ایجاد اثرات زیست‌شناسی متفاوتی می‌شوند. اثرات زیست‌شناسی تابش‌های یونیزان شامل مرگ سلول، جهش ژن در سلول، ناهنجاری‌های کروموزومی و تولید سرطان می‌باشد. بیش‌ترین اثرات مستقیم مانند اثرات محیطی، شغلی، تشخیصی یا درمان؛ باعث صدمه به یک سلول یا چندین سلول می‌شود. بدیهی است که الگوی میکروسکوپیک برهم‌کنش‌ها و انرژی ذخیره شده تابش؛ برای درک جزئیات مکانیسم اثرات تابش، بسیار مهم می‌باشد [۱]. در این فصل در ابتدا تعاریف مورد نیاز بیان خواهند شد و در ادامه ضمن آشنایی کلی با حوزه‌های دزیمتری، میکرو دزیمتری و نانودزیمتری، به طور مبسوط به معرفی میکرو دزیمتری و کمیت‌های اساسی در میکرو دزیمتری و کاربردهای آن خواهیم پرداخت.

۲-۱ تعاریف

در این بخش تعاریف مورد نیاز، بیان می‌شوند.

الف) شار (Φ) ذره عبارت است از تعداد ذراتی (dN) که به کره‌ای^۱ با سطح مقطع da برخورد می‌کنند. سطح باید بر جهت ذرات عمود باشد.

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (۱-۱)$$

ب) سطح مقطع σ هدف، در برهم‌کنش با ذرات باردار عبارت از: تعداد ذرات برهم‌کنش کرده با هدف (P)؛ زمانی که مقابل شار Φ قرار گرفته است. σ به صورت احتمال پراکندگی هدف در واحد سطح تعیین می‌شود و بعد σ ؛ m^2 است. واحد کاربردی‌تر آن بارن ($10^{-28} m^2$) است.

^۱ استفاده از کره با سطح مقطع da به این مفهوم است که سطح da بر جهت ذره عمود بوده و بنابراین شارش ذره از زاویه برخورد مستقل است.

$$\sigma = \frac{P}{\Phi} \quad (۲-۱)$$

در ماده‌ای به ضخامت dx شامل n هدف در واحد حجم؛ تعداد هدف‌ها در واحد سطح ndx است. N تعداد ذراتی است که از واحد سطح عمود عبور می‌کنند. تعداد ذرات برهم‌کنش dN_i عبارت است از:

$$dN_i = -dN = N \sigma n dx \quad (۳-۱)$$

با استفاده از انتگرال‌گیری، می‌توان کسر ذراتی را که بعد از عبور از لایه به ضخامت x برهم‌کنش نکرده‌اند، بدست آورد، که عبارت است از:

$$\frac{N(x)}{N(0)} = e^{-\sigma n x} \quad (۴-۱)$$

که $N(0)$ تعداد ذرات فرودی است.

پ) ضریب تضعیف μ برای ذرات غیر باردار (مثل فوتون‌ها و نوترون‌ها) عبارتند از:

$$\mu = -\frac{1}{N_u} \frac{dN_u}{dx} \quad (۵-۱)$$

در رابطه‌ی فوق N_u تعداد ذرات غیر باردار است و $-dN_u / N_u$ کسری از ذرات غیر باردار می‌باشد، که در ضخامت dx برهم‌کنش می‌کنند. ضریب تضعیف جرمی مستقل از چگالی بوده و به صورت μ / ρ است که ρ چگالی ماده است.

$$\frac{\mu}{\rho} = \frac{\sigma n}{\rho} = \sigma \frac{N_A}{A} \quad (۶-۱)$$

که در رابطه بالا N_A عدد آوگادرو و A جرم مولی ماده است [۲].

ت) توان توقف خطی یا انتقال انرژی خطی ($LET^\vee$ یا S یا $\frac{dE}{dx}$): اتلاف انرژی ذرات باردار (dE) طی

$^\vee$ Linear Energy Transfer

عبور از فاصله dx است.

ث) توان توقف جرمی ذرات باردار: توان توقف جرمی حاصل تقسیم توان توقف خطی بر چگالی ماده‌ی جاذب می‌باشد که با اینکار مستقل از حالت ماده می‌گردد:

$$\frac{S}{\rho} = \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \quad (۷-۱)$$

ج) انتقال انرژی خطی محدود شده L_{Δ}^{R} : این توان توقف، اتلاف انرژی ذرات باردار (dE) در نتیجه برخورد با الکترون‌های محیط ماده در عبور از فاصله dx ؛ منهای انرژی جنبشی همه‌ی الکترون‌های آزاد شده با انرژی جنبشی بیش از Δ می‌باشد. در واقع این توان توقف با در نظر گرفتن اینکه الکترون‌ها انرژی خود را در محیط باقی نمی‌گذارند و الکترون‌ها با انرژی‌های بالاتر از Δ فرار می‌کنند، بدست می‌آید.

$$L_{\Delta} = \left(\frac{dE}{dx} \right)_{\Delta} \quad (۸-۱)$$

ح) مسیر آزاد: مسیر ذره بین برهم‌کنش‌های متوالی است. در امتداد یک مسیر آزاد، انرژی و اندازه حرکت ذره ثابت در نظر گرفته می‌شود.

خ) پرتو دلتا: در برانگیزش یا یونش اتمی، ممکن است الکترون بیرون انداخته شود، در صورتی که این الکترون انرژی کافی برای ایجاد یونش دیگری را داشته باشد، به آن الکترون دلتا گویند.

د) سایت: در میکرودمتری، انرژی ذخیره شده در ناحیه‌ی محدودی از فضا که اصطلاحاً "سایت" نامیده می‌شود، بررسی می‌گردد [۳].

۳-۱ دزیمتری، میکرودمتری، نانودزیمتری

در این بخش جهت روشن شدن محدوده‌ها و تفاوت‌های کلی دزیمتری، میکرودمتری و نانودزیمتری

^۲ Restricted Linear Energy Transfer

به بررسی مختصری از ابعاد و بیان کلی تفاوت‌های دزیمتری، میکرو دزیمتری و نانودزیمتری خواهیم پرداخت.

در حالت کلی در اثر برخورد تابش‌های یونیزان به هدف، مقداری انرژی در هدف ذخیره می‌شود. دز، انرژی ذخیره شده از تابش‌های یونیزان در واحد جرم هدف است و این مفهوم اصلی دزیمتری در مقیاس ماکروسکوپی است.

در میکرو دزیمتری انرژی تابش فرودی کاملاً جذب نمی‌شود، چون برد الکترون‌های ثانویه تولید شده ناشی از یونش و برانگیزش در محیط مادی بیش‌تر است، لذا مقداری از انرژی آن‌ها به بیرون از این ابعاد انتقال می‌یابد ولی در ابعاد ماکروسکوپیکی این الکترون‌ها کلیه انرژی خود را در ماده به جا می‌گذارند و لذا مقدار دز به جا مانده در میکرو دزیمتری و دزیمتری متفاوت خواهد بود.

در نانودزیمتری تعداد اتم‌ها 10^9 برابر کمتر از میکرو دزیمتری است. همچنین در مقیاس نانو برهم‌کنش ذرات باردار با اتم‌های ماده پیچیده‌تر است. مثلاً در نانودزیمتر بدون اینکه پرتو وارد نانو هدف شود می‌تواند با عبور از مجاور نانو هدف، در آن انرژی به جا گذارد.

برهم‌کنش تابش یونیزان با نانو هدف‌ها باعث تغییر مکان‌های اتمی می‌شود و در نتیجه آن بعضی از اتم‌ها از هدف حذف می‌شوند. در حالی که در مقیاس میکرون تعداد کل اتم‌های هدف به اندازه‌ی کافی بزرگ هستند؛ به طوری که می‌توان از حذف اتم‌ها صرف‌نظر کرد. مفهوم دز بر اساس فرض ثابت بودن جرم هدف استوار است که در مقیاس میکرو و ماکرو این تقریب درست است، ولی در مقیاس نانومتر غیرقابل قبول است. تئوری نانودزیمتری به مفاهیم و شالوده‌ی جدیدی نیاز دارد [۴]. از آن جایی که هدف ما در این پژوهش محدوده‌ی میکرو دزیمتری است، بنابراین در همین حد، به توضیحات ذکر شده؛ در نانودزیمتری بسنده خواهیم نمود.

۴-۱ ضرورت بررسی تابش در مقیاس میکروسکوپی

در این پژوهش هدف طراحی و ساخت میکرودزیمتر در پزشکی است و بنابراین در این بخش دلایل نیاز به بررسی آثار زیست شناختی در مقیاس میکرون بیان شده است.

اندازه‌ی معمول سلول حدود $10\ \mu m$ است. در مرکز سلول ناحیه‌ای به نام هسته قرار دارد. هسته مهم‌ترین بخش سلول است، زیرا فعالیت آن را کنترل می‌کند. کروموزوم‌ها از اجزای مهم سلول‌ها هستند که در داخل هسته سلول قرار گرفته‌اند. کروموزوم‌ها مجموعه‌های نخ ماندی هستند که فوق العاده مهم‌اند، زیرا از DNA ها تشکیل شده‌اند که آن‌ها شامل ژن‌ها هستند که اطلاعات وراثتی را منتقل می‌کنند. تابش ممکن است بر اثر دادن انرژی به سلول به آن آسیب برساند، زیرا این انرژی ممکن است صرف از بین بردن بخشی از سلول یا از کار انداختن بخشی از فعالیت‌های آن شود. مثلاً در اثر تابش، کروموزوم‌ها و یا مولکول‌های DNA ممکن است؛ بشکنند [۲].

۱-۵ مفهوم میکرودزیمتری

مطالعات میکرودزیمتری توصیفی برای درک بهتر مکانیسم‌های اثرات زیست‌شناسی تابش‌های یونیزان جهت بهبود سرطان و کمینه کردن خطرات محیطی و شغلی است. دز یک کمیت ماکروسکوپی میانگین است؛ در حالی که میکرودزیمتری، مطالعه‌ی افت و خیزها و انحرافات آماری از مقدار میانگین بوده که شامل برهم‌کنش‌های تابشی تصادفی و غیریکنواخت است. لذا می‌توان گفت میکرودزیمتری در برگرنده‌ی توصیف فیزیکی تمام الگوهای میکروسکوپی است [۱].

منشا اصلی غیریکنواختی در سلول، اندازه کوچک اجزاء اصلی ماده بیولوژیکی؛ مثل DNA^۴ (2.5 nm - $2\ \mu m$)، کروموزوم‌ها ($1\ \mu m$) و هسته سلول‌ها ($8\ \mu m$) می‌باشد [۵].

۱-۶ انتقال انرژی از پرتوهای یونیزان به ماده

^۴ DeoxyriboNucleic Acid

پرتوهای بدون بار مانند پرتوهای ایکس، گاما و نوترون و پرتوهای باردار شامل یون‌های سبک ($A \leq 4$ و $Z \leq 2$) و یون‌های سنگین ($A > 4$ و $Z > 2$) است. ذرات غیر باردار به صورت غیرمستقیم یا با تولید ذرات باردار در اندرکنش‌های هسته‌ای یا اتمی یونش ایجاد می‌کنند و یا به واسطه پس‌پراکندگی هسته‌های اتم‌های محیط مادی، یونش ایجاد می‌کنند [۲]. اثربخشی فیزیکی، شیمیایی و زیست‌شناسی تابش‌های یونیزان بر اساس این واقعیت است که آن‌ها می‌توانند تغییرات مهمی را در ماده‌ی پرتو دیده ایجاد کنند. به عنوان مثال در یک گاز تغییر برجسته یونش است، در یک نیم‌رسانا تغییر می‌تواند یک الکترون را در نوار رسانش بالا ببرد و در زیست‌شناسی اصطلاح تغییر به نتیجه یک برهم‌کنش، بین پرتو و بافت اشاره می‌کند، که می‌تواند باعث ایجاد یا تشدید یک اثر قابل مشاهده شود [۶].

انرژی جذب شده ناشی از یک برهم‌کنش یگانه ε_i ، از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\varepsilon_i = E_{in} - E_{out} + Q \quad (9-1)$$

که E_{in} انرژی پرتو یونیزان فرودی (به جز انرژی جرم سکون) و E_{out} مجموع انرژی‌های همه ذرات یونیزان ثانویه خارج شده از برهم‌کنش (به جز انرژی جرم سکون)، می‌باشد. Q تغییرات انرژی جرم سکون همه‌ی ذرات در برهم‌کنش فوق یعنی انرژی آزاد شده یا همان Q واکنش است [۷].

۷-۱ نمونه‌ای از کمیت‌های تصادفی و غیر تصادفی

برای درک بهتر کمیت تصادفی و غیر تصادفی آن را با یک مثال توضیح می‌دهیم. به عنوان مثال؛ خارج قسمت تعداد واپاشی‌ها در یک نمونه ماده رادیواکتیو بر زمانی که آن‌ها اتفاق می‌افتند، کمیتی تصادفی است. اکتیویته که به صورت میانگین تعداد واپاشی‌ها در واحد زمان تعریف می‌شود، کمیتی غیر تصادفی است. حاصل این دو کمیت متفاوتند و معمولاً آن‌ها مقدار یکسان ندارند. در فواصل زمانی مساوی متوالی، ممکن است تعداد واپاشی‌های مشاهده شده افزایش یا کاهش یابد؛ در حالی که اکتیویته فقط به طور

پیوسته بسته به ثابت واپاشی، کاهش می‌یابد. بنابراین اکتیویته به لحظه زمانی داده شده اشاره می‌کند؛ در حالی که تعداد واپاشی‌ها به یک بازه‌ی زمانی اشاره دارد.

در حقیقت آن چه همیشه اندازه‌گیری می‌شود کمیت تصادفی است؛ که در اصل می‌تواند با دقت دلخواه تعیین شده و به یک فاصله‌ی زمانی (که برای مشخص شدن ضروری است) اشاره دارد. توزیع احتمال کمیت‌های تصادفی، به صورت پواسون می‌باشد. بنابراین، با یک اکتیویته A ، توزیع احتمال تعداد واپاشی‌ها N ، در یک بازه زمانی τ با رابطه زیر داده می‌شود:

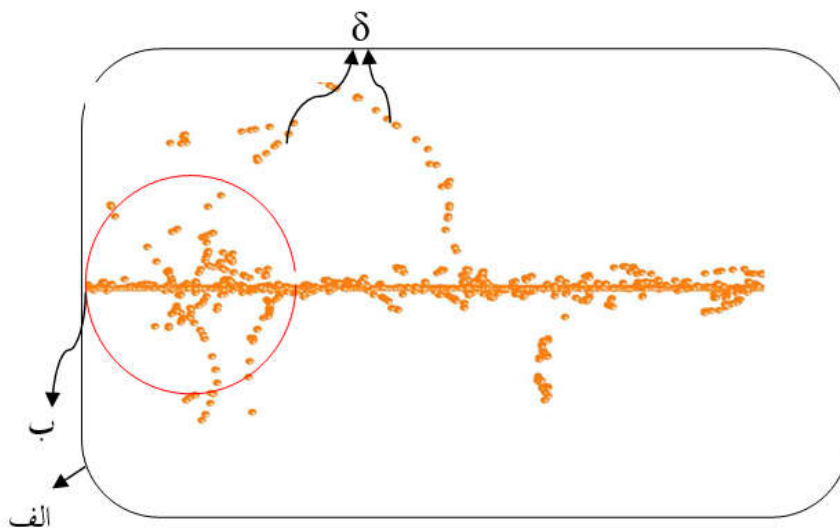
$$P(N; A\tau) = e^{-A\tau} \frac{(A\tau)^N}{N!} \quad (۱۰-۱)$$

۸-۱ کمیت‌های اساسی در میکرودمتری

LET صرفاً میانگین انرژی ذخیره شده در پیمایش‌ها را مشخص می‌کند. زمانی که برد ذره‌ی فرودی، قابل قیاس یا بزرگ‌تر از ابعاد ناحیه مورد مطالعه باشد؛ در محاسبه‌ی LET اثر تابش‌های δ (دلتا) لحاظ نمی‌گردد. لذا برای غلبه بر این محدودیت، از توان توقف محدود شده L_{Δ} استفاده می‌شود. انتخاب مناسب Δ ، بستگی به مقدار انرژی انتقال یافته به بیرون سایت میکرودمتری توسط پرتوهای دلتا و دیگر الکترون‌ها دارد و می‌تواند امکان تقریب نزدیک‌تری را برای انرژی رسیده به سایت فراهم کند. ولی باز هم در این توان توقف مسیر ذرات اولیه و تابش‌های دلتا به صورت دقیق لحاظ نمی‌گردد.

شکل ۱-۱ با اغراق سایتی را در ابعاد ماکرو و میکرو نشان می‌دهد. در این شکل پرتو باردار سنگینی وارد ماده شده و با آن برهم‌کنش می‌کند. در مقیاس ماکرو مشاهده می‌شود که پرتو تمام انرژی خود را در سایت به جا گذاشته و متوقف می‌شود. ولی در مقیاس میکرومتر مشاهده می‌شود که ذره مقدار کمی از انرژی را در سایت به جا گذاشته و در ماده متوقف نمی‌شود. علاوه بر این تعدادی از پرتوهای دلتا از این ابعاد فرار کرده و انرژی خود را در سایت به جا نمی‌گذارند. بنابراین تعیین مناسب Δ ، با توجه به ابعاد ماده و نوع و انرژی پرتو فرودی می‌تواند، امکان تقریب نزدیک‌تری را برای انرژی رسیده به سایت

فراهم کند، ولی مقدار دقیق انرژی به جا مانده در سایت بدست نمی‌آید.



شکل ۱-۱ با اغراق سایت در الف) ابعاد ماکرو و ب) میکرو

لذا به منظور بدست آوردن انرژی جذب شده در سایت میکرودمتر از کمیت‌های تصادفی انرژی مخصوص (Z) و انرژی خطی (y) به جای LET بهره می‌برند [۱].

۱-۸-۱ انرژی مخصوص

یکی از کمیت‌های اساسی در میکرودمتری انرژی مخصوص^۵ است. کمیت تصادفی انرژی مخصوص Z خارج قسمت $\mathcal{E}$ به m بوده که $\mathcal{E}$ انرژی جذب شده از تابش یونیزان به سایتی به جرم m می‌باشد و به صورت زیر تعریف می‌شود.

$$z = \frac{\mathcal{E}}{\rho V} = \frac{\mathcal{E}}{m} \quad (۱۱-۱)$$

که در رابطه بالا ρ چگالی است و $\mathcal{E} = \sum \mathcal{E}_i$ ؛ مجموع انرژی ذخیره شده است.

واحد انرژی مخصوص، گری^۶ بوده و به صورت زیر تعریف می‌گردد [۷]:

^۵ Specific Energy

^۶ Gery

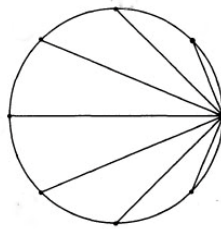
$$1 \text{ Gy} = 1 \text{ J / Kg} \quad (12-1)$$

۱-۸-۲ انرژی خطی

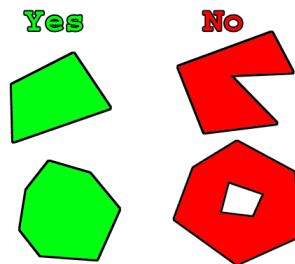
کمیت اساسی دیگر در میکروдозیمتری انرژی خطی^۷ است. انرژی خطی y خارج قسمت ϵ_1 به $\bar{l}$ است و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$y = \frac{\epsilon_1}{\bar{l}} \quad (13-1)$$

که ϵ_1 انرژی جذب شده در یک تک رویداد است. ϵ_1 می‌تواند بر حسب eV بیان شود و در نتیجه y بر حسب eV/m یا مضارب دیگر آن مانند $keV / \mu m$ بیان می‌شود و $\bar{l}$ ^۸ طول میانگین وتر است [۸] که برای یک سایت کروی در شکل ۲-۱ هفت مورد آن نشان داده شده است.



شکل ۲-۱ هفت نمونه از طول‌های وتر طی شده در سایت کروی



شکل ۳-۱ سمت راست دو نمونه جسم غیرمحدب و سمت چپ دو نمونه جسم محدب

بر اساس قضیه‌ی کوشی $\bar{l}$ طول میانگین وتر در مسیرهای تصادفی برای سایت محدب، عبارت از

^۷ Lineal Energy

^۸ Mean Chord Length

V/S است که V و S به ترتیب حجم و سطح سایت می‌باشد. اگر حجم مورد نظر کره باشد، $\bar{t}$ با رابطه $\bar{t} = \frac{2d}{3}$ تعیین می‌گردد که $d = 2R$ قطر کره است [۶]. جسم محدب جسمی است که هر دو نقطه در داخل جسم را به هم وصل کنیم کل خط در داخل جسم قرار بگیرد. در شکل ۱-۳ چند نمونه از اجسام محدب و غیر محدب نشان داده شده‌اند.

انرژی مخصوص Z و انرژی خطی γ ، کمیت‌های مهم میکرودوزیمتری هستند.

۹-۱ کمیت‌های اساسی وابسته به انرژی خطی

$f(y)$ توزیع انرژی خطی است و $f(y)dy$ احتمال انرژی خطی تولید شده در یک رویداد در بازه $[y, y + dy]$ است. به طور مشابه $f(z)dz$ توزیع انرژی مخصوص تولید شده، در رویدادهای چندگانه می‌باشد.

چگالی احتمال دز یعنی $d(y)$ ^۹ به صورت زیر تعریف می‌شود [۹]:

$$d(y) = \frac{y}{\bar{y}_F} f(y) \rightarrow \int_0^\infty d(y) dy = 1 \quad (14-1)$$

که در رابطه فوق $\bar{y}_F$ به فرکانس متوسط انرژی خطی^{۱۰} معروف بوده و به صورت زیر است [۱۰]:

$$\bar{y}_F = \int_0^\infty y f(y) dy \quad (15-1)$$

دز متوسط انرژی خطی^{۱۱} به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۱]:

$$\bar{y}_D = \int_0^\infty y d(y) dy \quad (16-1)$$

با جایگذاری از رابطه (۱۴-۱) خواهیم داشت:

$$\bar{y}_D = \frac{1}{\bar{y}_F} \int_0^\infty y^2 f(y) dy \quad (17-1)$$

^۹ Dose Probability Density

^{۱۰} Frequency-Mean Lineal Energy

^{۱۱} Dose-Mean Lineal Energy

در حوزه حفاظت در برابر تابش، کمیسیون بین‌المللی واحدها و اندازه‌گیری‌های تابش^{۱۲} ICRU کمیتی که بیشتر با اثرات مخرب و مهم قرار گرفتن در معرض تابش در ارتباط است، به نام معادل دز^{۱۳} را به صورت زیر تعریف کرد که در این رابطه $\bar{Q}$ بدون بعد و اگر D بر حسب گری باشد، یکای معادل دز سیورت می‌باشد [۱۲].

$$H = D\bar{Q} \quad (۱۸-۱)$$

با توجه به اینکه هر تابش، طیف وسیعی از انرژی‌های خطی را پوشش می‌دهد، لذا باید کمیتی برای ارزیابی تابش در نظر گرفت، که این کمیت فاکتور کیفیت میانگین می‌باشد که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\bar{Q} = \frac{1}{D_t} \int_0^\infty D(y)Q(y)dy \quad (۱۹-۱)$$

در عبارت فوق $Q(y)$ ضریب کیفیت و $D(y)$ توزیع دز جذب شده در y است که به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۳-۱۵]:

$$D(y) = D_t d(y) \quad (۲۰-۱)$$

D_t دز جذب شده در سایت میکرودوزیمتری مورد مطالعه است که برای یک شمارنده تناسبی معادل بافت از رابطه زیر بر حسب انرژی جذب شده y بدست می‌آید:

$$D_t(Gy) = \frac{d\bar{\varepsilon}}{dm} = \frac{۱.۶۰۲ \times ۱۰^{-۱۳}}{m_g} \sum_i n(y_i)\varepsilon_i = \frac{۱.۶۰۲ \times ۱۰^{-۱۳}}{m_g} \frac{2d_t}{3} \frac{1}{N_{tot}} \sum_i n(y_i)y_i \quad (۲۱-۱)$$

که ۱.۶۰۲×۱۰^{-۱۳} ثابت تبدیل یکای اندازه‌گیری D_t به گری، y_i میانگین انرژی خطی بازه i ام، m_g جرم گاز معادل بافت شمارنده تناسبی بر حسب گرم و d_t قطر سایت بر حسب میکرون و $n(y_i)$ تعداد شمارش انرژی خطی در کانال i ام و N_{tot} تعداد کل ذرات اولیه ترابرد شده است که مقدار آن ثابت است [۱۴، ۱۶].

^{۱۲} International Commission on Radiation Units and Measurements

^{۱۳} Dose equivalent

برای سایت‌ها با ابعاد یک میکرون ضریب کیفیت با فرمول زیر محاسبه می‌شود [۱۷]:

$$Q_i(y_i) = 0.3y_i \left[1 + \left(\frac{y_i}{137} \right)^{0.4} \right]^{-0.4} \quad (22-1)$$

و برای سایت‌ها با ابعاد ۲ میکرون و بالاتر ضریب کیفیت با استفاده از فاکتور کیفیت (L) LET با تقریب

$y \approx L$ [۱۶] بر طبق ICRP60 و به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۲]:

$$Q(L \approx y) = \begin{cases} 1 & L < 10 \frac{keV}{\mu m} \\ 0.32L - 2.2 & 10 \frac{keV}{\mu m} \leq L \leq 100 \frac{keV}{\mu m} \\ \frac{300}{\sqrt{L}} & L > 100 \frac{keV}{\mu m} \end{cases} \quad (23-1)$$

۱-۱۰ توزیع انرژی در میکرودمتری

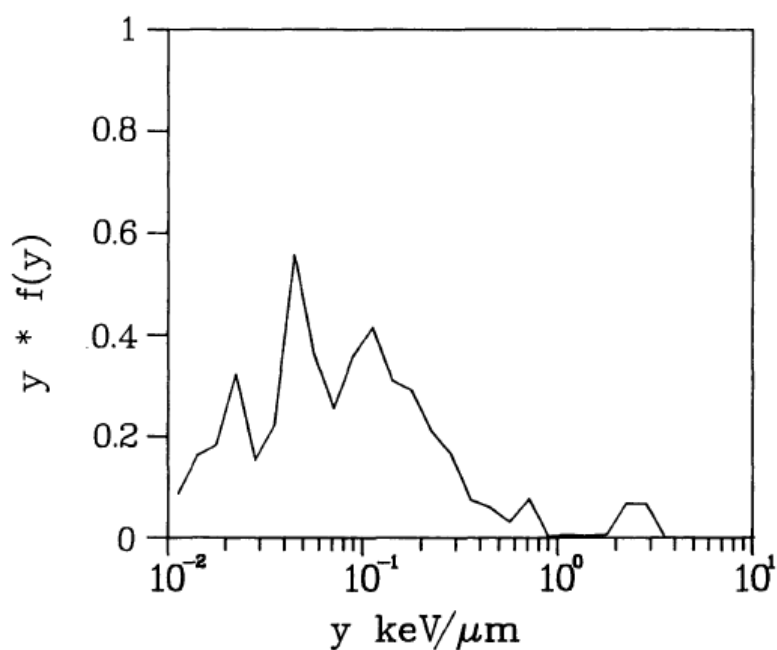
ویژگی کلی بیش‌تر توزیع‌های میکرودمتری این است که انرژی خطی y و توزیع آن $f(y)$ طیف نسبتاً وسیعی از مقادیر را پوشش می‌دهند. برای مثال غیرعادی نیست که $f(y)$ مقادیری با ۸ مرتبه بزرگی نسبت به y را در برگیرد. به دلیل، این شرایط نمایش خطی $f(y)$ بر حسب y به ندرت به کار می‌رود [۶]. یکی از اهداف نمایش طیف به صورت نمودار این است که؛ با استفاده از آن بتوان تعداد رویدادهایی با انرژی خطی معین را، تخمین بزنیم. لذا متداول آن است که $yf(y)$ را بر حسب $\log(y)$ نمایش دهند. در آن صورت می‌توان نشان داد که:

$$\int_{y_1}^{y_2} f(y) dy = \int_{y_1}^{y_2} [yf(y)] d\log(y) \quad (24-1)$$

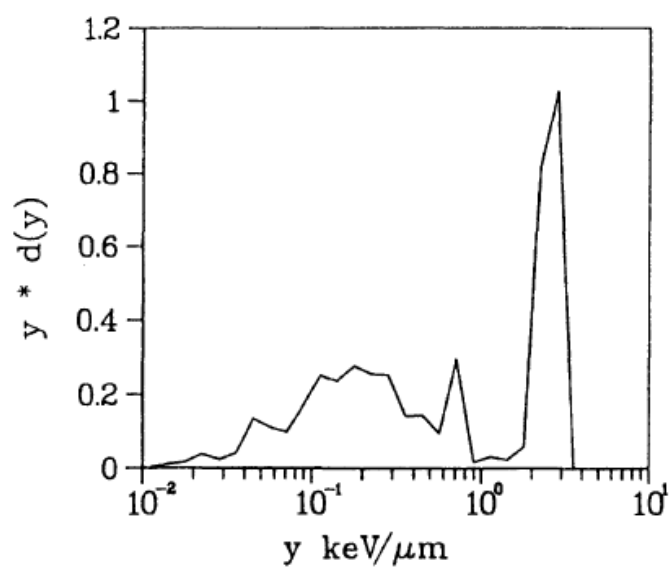
به عنوان مثال انرژی ذخیره شده بوسیله الکترون‌های ۱ MeV در حجم کروی به قطر $1 \mu m$ در شکل

۴-۱ رسم شده است که با توجه به رابطه (۲۴-۱) ناحیه زیر منحنی محدود به دو مقدار مفروض y_1

الی y_2 متناسب با رویدادهایی با مقادیر انرژی خطی در این بازه می‌باشد.



شکل ۴-۱ نمایش نیمه لگاریتمی $y f(y)$ بر حسب y [۶].



شکل ۵-۱ نمایش نیمه لگاریتمی توزیع دز $y d(y)$ بر حسب y [۶]

همچنین در شکل ۵-۱ توزیع دز $y d(y)$ نشان داده شده است. سطح زیر منحنی تعیین شده با دو مقدار مفروض γ_1 الی γ_p متناسب با کسری از دز جذب شده با رویدادهایی با انرژی‌های خطی در این بازه است. دو شکل ۴-۱ و ۵-۱ نمایش استاندارد طیف میکرودوزیمتری می‌باشد [۶] که تا پایان این پژوهش بر اساس این استاندارد نمودارهای مورد نیاز رسم شده است.

۱۱-۱ نمایش گرافیکی توزیع میکرودوزیمتری

همانطور که در بخش قبل بیان شد، بیش تر توزیع های میکرودوزیمتری طیف نسبتا وسیعی از مقادیر انرژی خطی y را پوشش می دهند؛ لذا نمایش خطی توزیع ها بر حسب y به ندرت به کار می رود. بنابراین y را در مقیاس لگاریتمی تعریف می کنند. بر اساس گزارش ICRU^{۱۴} [۷] اگر مقیاس لگاریتمی y در هر دهه به B قسمت تقسیم شود، n امین مقدار y به صورت زیر خواهد بود:

$$y = y_0 \times 10^{n/B} \quad (۲۵-۱)$$

که y_0 کوچکترین مقدار y است و تغییرات لگاریتمی y به صورت زیر خواهد بود:

$$\Delta(\log y) = \frac{1}{B} \quad (۲۶-۱)$$

اگر چگالی احتمال $f(y)$ به یک نرمال باشد، داریم:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(y) dy = 1 \quad (۲۷-۱)$$

این نرمال سازی زمانی که $f(y)$ در مقیاس لگاریتمی y رسم می شود؛ باید بدون تغییر بماند. بر اساس دیفرانسیل های لگاریتم ۱۰ خواهیم داشت:

$$f(y) dy = y f(y) d(\ln y) = (\ln 10) y f(y) d(\log y) \quad (۲۸-۱)$$

اگر تعداد B به قدر کافی بزرگ باشد، اختلاف بین $\Delta(\log y)$ و $d(\log y)$ قابل صرف نظر کردن خواهد بود و خواهیم داشت:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(y) dy = \int_{-\infty}^{\infty} y f(y) d(\ln y) \approx \sum_{i=-\infty}^{\infty} \frac{\ln(10)}{B} y_i f(y_i) = 1 \quad (۲۹-۱)$$

و اگر $y_{i+1/2}$ و $y_{i-1/2}$ به ترتیب میانگین هندسی فاصله $y_{i+1} - y_i$ و $y_i - y_{i-1}$ باشد، با استفاده از روش های عددی خواهیم داشت:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(y) dy \approx \sum_{i=-\infty}^{\infty} f(y_i) (y_{i+1/2} - y_{i-1/2}) = \sum_{i=-\infty}^{\infty} y_i f(y_i) (10^{1/B} - 10^{-1/B}) = 1 \quad (۳۰-۱)$$

^{۱۴} The International Commission on Radiation Units and Measurements

همچنین برای توزیع دز $d(y)$ در نمایش لگاریتمی مشابه استفاده می‌شود:

$$\int_0^{\infty} d(y) dy = 1 \quad (31-1)$$

و برای اینکه نرمال‌سازی در مقیاس لگاریتمی بدون تغییر بماند، داریم:

$$d(y) dy = y d(y) d(\ln y) = \ln(10) y d(y) d(\log y) \quad (32-1)$$

و لذا خواهیم داشت:

$$\int_0^{\infty} d(y) dy = \int_0^{\infty} y d(y) d(\ln y) \approx \frac{\ln(10)}{B} \sum_{i=1}^{\infty} y_i d(y_i) = 1 \quad (33-1)$$

و به روش عددی رابطه بالا به صورت زیر در خواهد آمد [7]:

$$\int_0^{\infty} d(y) dy \approx \sum_{i=1}^{\infty} d(y_i) \left(y_{i+\frac{1}{B}} - y_{i-\frac{1}{B}} \right) = \sum_{i=1}^{\infty} y_i d(y_i) \left(10^{\frac{1}{B}} - 10^{-\frac{1}{B}} \right) = 1 \quad (34-1)$$

۱۲-۱ فرمول محاسبه خطای کمیت‌های میکرووزیمتری

برای محاسبه خطا در کمیت‌های میکرووزیمتری می‌توان دو حالت متفاوت را بررسی کرد. در حالت اول پهنای انرژی خطی یکسان باشد و حالت دوم پهنای انرژی متفاوت و متناسب با انرژی خطی باشد. در کد جیانت در بازه y_i و y_{i+1} ما می‌توانیم نمودار هیستوگرام فراوانی را در بازه‌های انرژی مختلف بدست آوریم. این مقدار را بین هر دو بازه انرژی خطی با $n(y_i)$ نشان می‌دهیم و برای بدست آوردن، فراوانی باید این مقدار را بر پهنای بازه $f(y_i) = \frac{n(y_i)}{\Delta y_i}$ تقسیم نمود. بنابراین $\sigma_{f(x_i)} = \sqrt{n_i} / \Delta y_i$ خواهد بود.

در ادامه با استفاده از فرمول انتشار خطا اقدام به محاسبه خطای، متوسط کمیت‌های میکرووزیمتری نموده‌ایم. برای این منظور با فرض آنکه کمیت مفروض y تحت تابع توزیع $G(y) = y^b f(y)$ مشخص است، لذا برای مقدار متوسط آن داریم:

$$\langle y \rangle = \bar{y} = \frac{\int_0^{\infty} y G(y) dy}{\int_0^{\infty} G(y) dy} \approx \frac{\sum_{i=1}^N y_i y_i^b f(y_i)}{\sum_{i=1}^N y_i^b f(y_i)} = \frac{\sum_{i=1}^N y_i^{b+1} f(y_i)}{\sum_{i=1}^N y_i^b f(y_i)} = \frac{S_b}{M_b} \quad (35-1)$$

با استفاده از فرمول انتشار خطا، خطا تحت تابع توزیع $G(y)$ به صورت زیر خواهد بود [۱۸]:

$$\sigma_{\bar{y}}^2 = \left(\frac{\partial \bar{y}}{\partial f(y_1)} \sigma_{f(y_1)} \right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{y}}{\partial f(y_2)} \sigma_{f(y_2)} \right)^2 + \dots = \sum \left(\frac{\partial \bar{y}}{\partial f(y_i)} \sigma_{f(y_i)} \right)^2 \quad (36-1)$$

با جایگذاری خواهیم داشت:

$$\sigma_{\bar{y}}^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_i^{b+1} M_b - y_i^b S_b}{M_b^2} \sigma_{f(y_i)} \right)^2 \quad (37-1)$$

$$\sigma_{\bar{y}}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i^{b+1} M_b - y_i^b S_b)^2}{M_b^4} \sigma_{f(y_i)}^2$$

در حالت اول، اگر پهنای انرژی خطی بازه‌ها یکسان باشد $\sigma_{f(x_i)} = \sqrt{n_i}/\Delta y$ است و با جایگذاری

این عبارت در معادله فوق خواهیم داشت:

$$\sigma_{\bar{y}}^2 = \frac{1}{(\Delta y)^2} \left(\frac{\sum_{i=1}^N y_i^{b+1} M_b n_i}{M_b^2} - \frac{\sum_{i=1}^N y_i^{b+1} M_b S_b n_i}{M_b^2} + \frac{\sum_{i=1}^N y_i^b S_b^2 n_i}{M_b^2} \right) \quad (38-1)$$

$$\sigma_{\bar{y}}^2 = \frac{1}{(\Delta y)^2} \left(\frac{\sum_{i=1}^N y_i^{b+1} n_i}{M_b^2} - \frac{S_b \sum_{i=1}^N y_i^{b+1} n_i}{M_b^2} + \frac{S_b^2 \sum_{i=1}^N y_i^b n_i}{M_b^2} \right)$$

با جایگذاری $f(x_i) = n_i/\Delta y$ در معادله فوق داریم:

$$\sigma_{\bar{y}}^2 = \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{\sum_{i=1}^N y_i^{b+1} f(y_i)}{M_b^2} - \frac{S_b \sum_{i=1}^N y_i^{b+1} f(y_i)}{M_b^2} + \frac{S_b^2 \sum_{i=1}^N y_i^b f(y_i)}{M_b^2} \right) \quad (39-1)$$

اگر توان b برابر با صفر ($b=0$) باشد، $\frac{\sum_{i=1}^N y_i f(y_i)}{\sum_{i=1}^N f(y_i)} = \frac{S}{M}$ و در حالت خطی عدم قطعیت $\bar{y}_F$ به

صورت زیر خواهد بود:

$$\sigma_{\bar{y}_F}^2 = \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{\sum_{i=1}^N y_i f(y_i)}{M^2} - \frac{S \sum_{i=1}^N y_i f(y_i)}{M^2} + \frac{S^2 \sum_{i=1}^N f(y_i)}{M^2} \right) \quad (40-1)$$

سرانجام معادله فوق با قرار دادن مقادیر S و M به صورت زیر خواهد بود.

$$\sigma_{\bar{y}_F}^2 = \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{\sum_{i=1}^N y_i f(y_i)}{M^2} - \frac{S^2}{M^2} + \frac{S^2}{M^2} \right) = \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{\sum_{i=1}^N y_i f(y_i)}{M^2} - \frac{S^2}{M^2} \right) \quad (41-1)$$

$$\sigma_{\bar{y}_F}^2 = \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{\sum_{i=1}^N y_i f(y_i)}{(\sum_{i=1}^N f(y_i))^2} - \frac{(\sum_{i=1}^N y_i f(y_i))^2}{(\sum_{i=1}^N f(y_i))^2} \right)$$

اگر توان b برابر با یک ($b=1$) باشد، $\frac{\sum_{i=1}^N y_i^1 f(y_i)}{\sum_{i=1}^N y_i f(y_i)} = \frac{S_1}{M_1}$ ، عدم قطعیت $\bar{y}_F$ در حالت لگاریتمی و عدم قطعیت $\bar{y}_D$ در حالت خطی به صورت زیر خواهد بود:

$$\sigma_{\bar{y}_D}^2 = \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{\sum_{i=1}^N y_i^2 f(y_i)}{M_1^2} - \frac{2 S_1 \sum_{i=1}^N y_i f(y_i)}{M_1^3} + \frac{S_1^2 \sum_{i=1}^N y_i f(y_i)}{M_1^4} \right) \quad (42-1)$$

و سرانجام با قرار دادن مقادیر S_1 و M_1 به رابطه نهایی زیر می‌رسیم:

$$\sigma_{\bar{y}_D}^2 = \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{\sum_{i=1}^N y_i^2 f(y_i)}{M_1^2} - \frac{2 S_1 \sum_{i=1}^N y_i f(y_i)}{M_1^3} + \frac{S_1^2}{M_1^4} \right) \quad (43-1)$$

$$\sigma_{\bar{y}_D}^2 = \frac{1}{\Delta y} \left(\frac{\sum_{i=1}^N y_i^2 f(y_i)}{(\sum_{i=1}^N y_i f(y_i))^2} - \frac{2 \sum y_i f(y_i) \sum_{i=1}^N y_i f(y_i)}{(\sum_{i=1}^N y_i f(y_i))^3} + \frac{(\sum_{i=1}^N y_i f(y_i))^2}{(\sum_{i=1}^N y_i f(y_i))^4} \right)$$

در حالت دوم که پهنای بازه‌های انرژی خطی ثابت نباشد $\sigma_{f(x_i)} = \sqrt{n_i}/\Delta y_i$ ، با استفاده از رابطه (37-1) خواهیم داشت:

$$\sigma_{\bar{y}}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i^{b+2} M_b^2 - 2 y_i^{b+1} M_b S_b + y_i^b S_b^2)}{M_b^4} \left(\frac{\sqrt{n_i}}{\Delta y_i} \right)^2 \quad (44-1)$$

با در نظر گرفتن عبارت $f(y_i) = \frac{n(y_i)}{\Delta y_i}$ رابطه (45-1) به صورت زیر در می‌آید:

$$\sigma_{\bar{y}}^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(y_i^{b+2} M_b^2 - 2 y_i^{b+1} M_b S_b + y_i^b S_b^2)}{M_b^4} \frac{f(y_i)}{\Delta y_i} \quad (45-1)$$

که در نهایت خواهیم داشت:

$$\sigma_{\bar{y}}^2 = \frac{1}{M_b^2} \sum_{i=1}^N \frac{y_i^{b+2} f(y_i)}{\Delta y_i} - \frac{2 S_b}{M_b^2} \sum_{i=1}^N \frac{y_i^{b+1} f(y_i)}{\Delta y_i} + \frac{S_b^2}{M_b^2} \sum_{i=1}^N \frac{y_i^b f(y_i)}{\Delta y_i} \quad (46-1)$$

اگر توان b برابر با صفر ($b=0$) باشد $\frac{\sum_{i=1}^N y_i f(y_i)}{\sum_{i=1}^N f(y_i)} = \frac{S}{M}$ ، عدم قطعیت $\bar{y}_F$ در حالت خطی و اگر

توان b برابر با یک ($b=1$)، $\frac{\sum_{i=1}^N y_i^2 f(y_i)}{\sum_{i=1}^N y_i f(y_i)} = \frac{S_1}{M_1}$ ، عدم قطعیت $\bar{y}_F$ در حالت لگاریتمی و عدم قطعیت

$\bar{y}_D$ در حالت خطی و با در نظر گرفتن توان b برابر با دو ($b=2$)، $\frac{\sum_{i=1}^N y_i^3 f(y_i)}{\sum_{i=1}^N y_i^2 f(y_i)} = \frac{S_2}{M_2}$ ، عدم قطعیت

$\bar{y}_D$ در حالت لگاریتمی با استفاده از معادله (46-1) بدست خواهد آمد.

عدم قطعیت در $D_t(\text{Gy})$ با استفاده از فرمول انتشار خطا به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\sigma_{D_t}^2 = \left(\frac{1.6 \times 10^{-12} d_t}{m_g} \right)^2 \sum_{i=1}^N y_i^2 \sigma_{n(y_i)}^2 = \left(\frac{1.6 \times 10^{-12} d_t}{m_g} \frac{1}{N_{tot}} \right)^2 \sum_{i=1}^N y_i^2 n(y_i) \quad (47-1)$$

در مورد عدم قطعیت $\bar{Q}$ مثلاً در حالت خطی و با استفاده از جایگذاری فرمول‌ها به رابطه زیر می‌رسیم:

$$\bar{Q} = \frac{1}{D_t} \int_{-\infty}^{\infty} D(y) Q(y) dy = \frac{1}{D_t} \int_{-\infty}^{\infty} D_t d(y) Q(y) dy = \int_{-\infty}^{\infty} d(y) Q(y) dy \quad (48-1)$$

$$= \frac{\int_{-\infty}^{\infty} y f(y) Q(y) dy}{\int_{-\infty}^{\infty} y f(y) dy} \simeq \frac{\sum_{i=1}^N y_i f(y_i) Q(y_i)}{\sum_{i=1}^N y_i f(y_i)} = \frac{P}{\bar{X}}$$

با جایگذاری در فرمول انتشار خطا داریم:

$$\sigma_{\bar{Q}}^2 = \sum_{i=1}^N \left(\frac{y_i Q(y_i) X - P y_i}{X^2} \right)^2 \sigma_{f(y_i)}^2 \quad (49-1)$$

$$= \sum_{i=1}^N \frac{y_i^2 Q^2(y_i) X^2 + P^2 y_i^2 - 2 y_i Q(y_i) X P y_i}{X^4} \left(\frac{\sqrt{n_i}}{\Delta y_i} \right)^2$$

$$= \frac{1}{X^2} \sum_{i=1}^N \frac{y_i^2 Q^2(y_i) f(y_i)}{\Delta y_i} + \frac{P^2}{X^2} \sum_{i=1}^N \frac{y_i^2 f(y_i)}{\Delta y_i} - \frac{2 P}{X^2} \sum_{i=1}^N \frac{y_i Q(y_i) f(y_i)}{\Delta y_i}$$

۱-۱۳ جنبه‌های میکرودمتری

میکرودمتری مطالعه دقیق و معرفی توزیع‌های مکانی و زمانی انرژی جذب شده در ماده‌ی پرتو دیده می‌باشد؛ که کاربرد عمده‌ی آن در پدیده‌های زیست‌شناسی است. انرژی جذب شده در مدتی کمتر از $1 \mu s$ به تغییرات مولکول داخلی یا تخریب به صورت گرما تبدیل می‌شود. در این فاصله زمانی بسیار کوتاه قبل از رسیدن به حالت پایدار، برهم‌کنش‌های بسیار پیچیده‌ای، اتفاق می‌افتد. با وجود این پیچیدگی‌ها؛ میکرودمتری می‌تواند سرنخ‌هایی را برای درک فرآیندهای اولیه که خروجی نهایی را تعیین می‌کند، فراهم آورد.

مانند دیگر شاخه‌های فیزیک، میکرودمتری جنبه‌های تجربی و تئوری دارد. جنبه تجربی در ارتباط

با اندازه‌گیری‌های کمیت‌های میکرووزیمتری و جنبه تئوری با روابط بین این کمیت‌های فیزیکی در ارتباط است.

۱-۱۳-۱ جنبه فضایی میکرووزیمتری

اختلاف در اثرات زیست‌شناختی تابش به اختلاف در انرژی جذب شده در نواحی حساس سلول‌ها؛ نسبت داده می‌شود. هدف اصلی برای صدمه سلول، هسته آن است؛ که ابعاد آن از مرتبه میکرومتر بوده و شامل همه DNAهای سلول می‌باشد. شکل کلی مولکول DNA به صورت استوانه‌ای با قطر حدودا nm ۲ تخمین زده می‌شود.

اعتقاد بر این است که شکست‌های تک رشته‌ای (^{۱۵}SSB) به راحتی تعمیر می‌شوند، اما شکست‌های دو رشته‌ای (^{۱۶}DSB) به سادگی باعث شکست‌های کروموزومی می‌شوند که اثرات زیان‌آوری را در سلول به وجود می‌آورند. در بیش‌تر برهم‌کنش‌های دوتایی، شکست کروموزوم‌ها می‌تواند ناهنجاری‌های زیان‌آوری را ایجاد کند.

۱-۱۳-۲ جنبه زمانی میکرووزیمتری

در مواردی که ذره فرودی یا پرتابه منجر به تولید هسته رادیواکتیو گردد، پرتوهای گسیلی از آن هم منجر به یونش و برانگیزش می‌گردند. در این حالت اگر بازه زمانی بین دو گسیل به اندازه‌ی کافی باشد که اثرات آن اصلاح گردد، دو ذره به صورت رویدادهای مجزا بررسی می‌شوند. توجه شود که اگر دو رویداد در زمان‌های متفاوت اتفاق بیفتند، آسیب تولید شده بوسیله اولین رویداد می‌تواند، قبل از اینکه برهم‌کنش در رویداد دوم صورت پذیرد، تعمیر شود[۶].

^{۱۵} Single Strand Breaks

^{۱۶} Double Strand Breaks

۱-۱۴ تاریخچه میکرودمتری

از نظر تاریخی، میکرودمتری توسط روسی^{۱۷} و کلر^{۱۸} در اواسط دهه ۱۹۵۰ معرفی شد تا درک بهتری از مکانیسم (ساز و کار) تابش یونیزان را که باعث ایجاد اثرات زیست‌شناسی می‌شود، بیان کند [۱]. در سال ۱۹۶۷ از خاصیت ترمولومینوسانس فلورید لیتیم و فلورید کلسیم جهت تعیین امکان استفاده آن‌ها در اندازه‌گیری کیفیت طیف‌های گاما و x استفاده شد [۱۹]. در سال ۱۹۶۹ تفسیر پاسخ زیست‌شناختی بر حسب میکرودمتری بدست آمد [۲۰].

در سال ۱۹۷۲ میکرودمتری پرتوهای x، برای دو انرژی و پرتوهای کبالت و پرتوهای بتای تریتیوم، با استفاده از انرژی ذخیره شده از رویدادهای یگانه در سایت‌های کروی با شمارنده تناسبی بدون دیوار بررسی شد [۲۱]. در سال ۱۹۷۳ توزیع انرژی خطی رویدادهای تولید شده از یون‌های نیتروژن GeV ۳٫۹ به فانتوم در چندین مسیر با شمارنده‌های دیواردار و بدون دیوار، به صورت تجربی محاسبه شد و اصلاح طیف در نتیجه اثر دیوار تایید شد [۲۲]. در سال ۱۹۷۵ به صورت تئوری، میکرودمتری آلفا در بخش‌های استخوان انجام شد [۲۳]. در سال ۱۹۷۷ اثرات نوترون‌های keV ۲۳۰ بر روی ناهنجاری‌های کروموزومی بررسی شد [۲۴]. در همان سال از رادیونوکلئیدهای هسته‌ای خارج شده در محیط پرتو دیده به عنوان میدان داخلی برای میکرودمتری استفاده شد [۲۵]. در سال ۱۹۷۸ اثربخشی زیست‌شناختی پروتون‌های MeV ۱۶۰ برای سلول‌های همستر بررسی شد [۲۶].

در سال ۱۹۸۱ معیارهای ارزیابی و اختلاف شمارنده‌های تناسبی استوانه‌ای و کروی در میکرودمتری بررسی شد [۲۷]. در سال ۱۹۸۲ میکرودمتری لنفوسیت‌ها با استفاده از ذرات آلفا انجام شد [۲۸]. در همان سال چشمه‌های محفظه‌دار ۱۲۵ در میکرودمتری با شمارنده تناسبی بدون دیوار استفاده شد [۱۰]. در سال ۱۹۸۵ یک وسیله قابل حمل برای دز معادل در میکرودمتری بررسی شد [۲۹].

^{۱۷} Harald Rossi

^{۱۸} Albrecht Kellerer

سال ۱۹۸۶ توان تفکیک انرژی شمارنده‌های تناسبی کروی تک سیم با استفاده از میکرودمتری به صورت تجربی تعیین شد [۳۰]. در سال ۱۹۸۷ میکرودمتری در میکروالکترونیک استفاده شد [۳۱]. در سال ۱۹۸۹ میکرودمتری بیم‌های درمانی نوترون ۴۲ MeV انجام شد [۳۲].

در سال ۱۹۹۲ میکرودمتری برای نوترون درمانی با گیراندازی نوترون انجام شد [۳۳]. در سال ۱۹۹۳ کد کامپیوتری برای محاسبات اثر تابش و کاربردهای آن در میکرودمتری نوشته شد [۳۴]. در سال ۱۹۹۴ اثربخشی زیست‌شناختی و میکرودمتری میدان‌های انرژی آمیخته پروتون‌های بالاتر از MeV ۲۰۰ بررسی شد [۳۵]. در سال ۱۹۹۶ کد برای میدان‌های داخلی میکرودمتری نوشته شد [۳۶]. در سال ۱۹۹۸ در آشکارسازهای میکرودمتری سیلیکونی، تصحیحات معادل بافت در گیراندازی بور انجام شد [۳۷].

در سال ۲۰۰۰ نوعی آشکارساز سیلیکونی برای کاربردهای میکرودمتری در پروتون درمانی بررسی شد [۸]. در سال ۲۰۰۱ یک مدل تئوری برای آمار رویدادها در میکرودمتری بررسی شد [۳۸]. در همان سال میکرودمتری برای میکروبیوم‌های الکترونی ۲۵ keV انجام شد [۳۹]. در سال ۲۰۰۲ شبیه‌سازی اندازه‌گیری‌های میکرودمتری سیلیکون در درمان با نوترون‌های سریع صورت گرفت [۴۰]. در همان سال طراحی شمارنده تناسبی معادل بافت در میکرودمتری انجام شد، ولی برای گستره وسیعی از چشمه‌های گاما با انرژی‌های متفاوت عمل نمی‌کرد [۴۱]. در سال ۲۰۰۲ ساخت اتاقک میکرودمتری بدون دیوار برای پرتوهای x کم انرژی انجام شد [۴۲]. در سال ۲۰۰۴ میکرودمتری میدان نوترون‌ها برای گیراندازی نوترون با بور در رآکتور دانشگاه kyoto بر روی فانتوم بررسی شد [۴۳]. در سال ۲۰۰۶ میکرودمتر سیلیکونی در مواد ناهمگن به صورت شبیه‌سازی و تجربی بررسی شد [۴۴]. در همان سال توزیع‌های میکرودمتری برای پروتون‌های ۴۰ تا ۲۰۰ MeV با استفاده از شبیه‌سازی انجام و با داده‌های تجربی شمارنده تناسبی معادل بافت کروی، مقایسه شد [۴۵]. در سال ۲۰۰۷ میکرودمتری حالت جامد با یون‌های سنگین برای کاربردهای فضایی به کار رفت [۴۶]. در همان سال میکرودمتری

فوتون‌های کم انرژی در پرتودرمانی استفاده شد [۴۷].

در سال ۲۰۱۰ شبیه‌سازی میکرودوزیمتری در کبد انجام شد [۴۸]. در سال ۲۰۱۱ دزیمتری و میکرودوزیمتری بافت‌های سلولی برای گسیلنده‌های الکترون‌های داخلی انجام شد [۴۹]. در سال ۲۰۱۲ میکرودوزیمتری برای الکترون‌های کم انرژی انجام شد [۵۰]. در سال ۲۰۱۳ شبیه‌سازی میکرودوزیمتری و دزیمتری میتوکندری برای ۱۳۱ید انجام شد [۵۱]. در سال ۲۰۱۴ طیف‌های میکرودوزیمتری برای هسته‌های کربن، هلیوم و هیدروژن با استفاده از شبیه‌سازی انجام شد [۵۲]. در همان سال با استفاده از شبیه‌سازی، میکرودوزیمتری پروتون و کربن بررسی شد [۵۳]. در سال ۲۰۱۵ طیف‌های میکرودوزیمتری و اثربخشی زیست‌شناختی پروتون‌های ۱۵ MeV تا ۳۰ MeV با استفاده از شبیه‌سازی و تجربه [۵۴] و میکرودوزیمتری سیلیکون سه بعدی و مطالعه RBE با استفاده از انرژی‌های مختلف یون کربن بررسی شد [۵۵]. در سال ۲۰۱۶ اندازه‌گیری‌های میکرودوزیمتری ذرات کم انرژی با اتاقک‌های پلاستیکی معادل بافت میلی‌متری انجام شد [۵۶]. آشکارساز جدید سیلیکونی برای میکرودوزیمتری طراحی شد [۹]، تکثیر گاز در شمارنده‌های تناسبی کم فشار کروی، استوانه‌ای و نیمه کروی جهت استفاده در آزمایش‌های میکرودوزیمتری بررسی شد [۵۷]. در سال ۲۰۱۷ فاکتورهای تصحیح برای تبدیل اندازه‌گیری‌های میکرودوزیمتری برای سیلیکون به بافت در کربن درمانی بررسی شد [۵۸]. محاسبات میکرودوزیمتری برای الکترون‌های تک انرژی با استفاده از کد GEANT ترکیب با یک کد برنامه‌نویسی برای مسیر ذرات انجام شد [۵۹]. میکرودوزیمتری الکترون‌ها با استفاده از مدل‌های کم انرژی کد GEANT تحت بررسی قرار گرفت [۶۰]. شمارنده تناسبی جدیدی برای میکرودوزیمتری در سطح نانومتر بررسی شد [۶۱]. همچنین اندازه‌گیری‌های میکرودوزیمتری برای ذرات کم انرژی با استفاده از شمارنده تناسبی کوچک همراه با یک حفره بررسی شد [۵۶]. در سال ۲۰۱۸ یک شمارنده تناسبی برای میکرودوزیمتری در مقیاس نانو مورد بررسی قرار گرفت [۶۲]. میکروموج‌های میکرودوزیمتری برای چشم‌های انسان با شیشه‌های در معرض دستگاه بدون سیم در ایستگاه تلفن ارزیابی شد [۶۳]. کاربرد میکرودوزیمتری در

فیزیک زیستی برای تابش‌های یونیزان بررسی شد [۶۴]. استفاده از آشکارساز الماس در یون درمانی بررسی شد [۶۵] میکرودوزیمتری و نانودوزیمتری برای میدان‌های خارجی بررسی شد [۶۶].

در سال ۲۰۱۹ از طیف انرژی پروتون و میکرودوزیمتری برای مطالعه RBE پروتون استفاده شد [۶۷]. تعیین ضرایب شار به دز جذب شده نوترون و اثر زیست‌شناسی بر اساس اندازه‌گیری‌های میکرودوزیمتری انجام شد [۶۸]. میکرودوزیمتری برای باریکه پروتون ۶۲ با شمارنده تناسبی کوچک مهر و موم شده انجام شد [۶۹]. میکرودوزیمتری داخلی رادیونوکلیدهای گسیل‌کننده آلفا بررسی شد [۷۰]. فرمول‌های نسبتاً دقیق محدوده پروتون برای استفاده در میکرودوزیمتری گزارش شد [۷۱]. ارزیابی میکرودوزیمتری مبتنی بر سیلیکون برای جذب نوترون بور در تضمین کیفیت درمان بررسی شد [۷۲]. محاسبه توزیع دز بالینی در پروتون‌درمانی از طریق میکرودوزیمتری انجام شد [۷۳]. در سال ۲۰۲۰ مدل میکرودوزیمتری کلیه با شبیه‌سازی مونت کارلو GATE در فانتوم دیجیتال نفرون بررسی شد [۷۴]. تایید GEANT4 برای میکرودوزیمتری سیلیکون در یون درمانی سنگین مورد مطالعه قرار گرفت [۷۵]. یک روش برای مدل‌کردن میکرودوزیمتری باریکه‌های درمانی پروتون بررسی شد [۷۶]. کاربرد گاز پروپان خالص برای میکرودوزیمتری در براکی‌تراپی با استفاده از کد فلوکا انجام شد [۷۷]. شمارنده‌های تناسبی بدون دیوار به عنوان پل ارتباطی از میکرودوزیمتری به نانودوزیمتری مورد مطالعه قرار گرفت [۷۸]. کد PHITS برای میکرودوزیمتری در BNCT برای تحقیقات زیست‌شناختی ارزیابی شد [۷۹]. میکرو آشکارسازهای سه بعدی سیلیکون برای میکرودوزیمتری در هادرون درمانی بررسی شد [۸۰]. ارزیابی محافظ تابشی دیوارهای سفینه در برابر یون‌های سنگین با استفاده از میکرودوزیمتری انجام شد [۸۱].

در سال ۲۰۲۱ عدم قطعیت در ارزیابی شمارنده تناسبی معادل بافت میکرودوزیمتری و برآورد RBE در پرتودرمانی کربن انجام شد [۸۲]. میکرودوزیمتری در باریکه پروتون کم انرژی با میکرو آشکارسازهای استوانه‌ای سه بعدی سیلیکون بررسی شد [۸۳]. توزیع‌های میکرودوزیمتری مخصوص بیمار مورد بررسی قرار گرفت [۸۴]. فرایندهای فیزیک GEANT4 برای میکرودوزیمتری و شبیه‌سازی گسیل الکترون ثانویه

و گسترش میکروالکترونیک به انرژی‌های بسیار کم در ۱۱ ماده بررسی شد [۸۵]. انرژی خطی پروتون‌ها در سیلیکون با استفاده از شبیه‌سازی مونت کارلو انجام شد [۸۶]. محاسبات اثرات زیست‌شناختی بر اساس میکرودوزیمتری برای رادیوتراپی با باریکه‌های الکترونی با استفاده از کد فلوکا مورد بررسی قرار گرفت [۸۷]. همچنین در این سال محاسبات میکرودوزیمتری و برآورد تاثیر زیست‌شناختی الکترون‌های کم انرژی آزاد شده طی واکنش گیراندازی نوترون Gd بررسی شد [۸۸] و مطالعات بسیار زیادی که هم اکنون در حال انجام است.

۱۵-۱ نتیجه‌گیری

با توجه به موارد بیان شده دریافتیم که میکرودوزیمتری در برگیرنده‌ی توصیف فیزیکی تمام الگوهای میکروسکوپیست است و مطالعات میکرودوزیمتری توصیفی برای درک بهتر مکانیسم‌های اثرات زیست‌شناسی تابش‌های یونیزان جهت بهبود سرطان و کمینه کردن خطرات محیطی و شغلی است. به منظور بدست آوردن انرژی جذب شده در سایت میکرودوزیمتر از کمیت‌های تصادفی انرژی مخصوص (Z) و انرژی خطی (y) به جای LET بهره می‌برند. از آنجایی که توزیع‌های طیف میکرودوزیمتری، طیف نسبتاً وسیعی از مقادیر را پوشش می‌دهند، لذا متداول است که $yf(y)$ را بر حسب $\log(y)$ نمایش دهند. همچنین در این فصل تاریخچه میکرودوزیمتری و کمیت‌های میکرودوزیمتری معرفی و عدم قطعیت هر یک از این کمیت‌ها محاسبه شد.

فصل ۲: برهم کنش پرتوهای مادہ

۲-۱ مقدمه

با توجه به این که هدف این پژوهش، طراحی میکرودمتر نوترون است؛ لازم است تمام اندرکنش‌های نوترون با ماده را بدانیم. بنابراین در این فصل به برهم‌کنش نوترون با ماده و تمام ذراتی که از واکنش نوترون با محیط مادی تولید می‌شود، خواهیم پرداخت و در ادامه، ساز و کار برهم‌کنش تابش‌های یونیزان و انرژی به جامانده آن‌ها هنگام عبور از ماده؛ مورد بحث قرار خواهد گرفت. بررسی این موضوع برای اندازه‌گیری‌های تابش بسیار مهم است، زیرا آشکارسازی تابش بر پایه‌ی برهم‌کنش‌های پرتو با ماده و انرژی ذخیره شده در ماده‌ای می‌باشد که آشکارساز از آن ساخته شده است.

تابش‌های یونیزان به سه گروه ذرات باردار، نوترون‌ها و فوتون‌ها تقسیم می‌شوند. این تقسیم‌بندی از این نظر مناسب است که هر گروه ویژگی‌های خاص خود را دارند و می‌توانند جداگانه بررسی شوند، که در این فصل به بررسی آن خواهیم پرداخت.

۲-۲ برهم‌کنش‌های نوترون

نوترون‌ها با ماده برهم‌کنش‌های متفاوتی را دارند. بر حسب انرژی، نوترون‌ها را می‌توان به صورت زیر دسته‌بندی کرد.

الف) نوترون‌های حرارتی یا گرمایی، انرژی‌هایی کم‌تر از 1 keV دارند. در این حالت، سرعت نوترون با سرعت مولکول‌های گاز در دمای اتاق به تعادل گرمایی رسیده است.

ب) نوترون‌های فوق حرارتی، انرژی‌هایی بین نوترون‌های حرارتی و انرژی 10 keV دارند.

پ) نوترون‌های سریع انرژی‌ای بیش‌تر از 10 keV دارند.

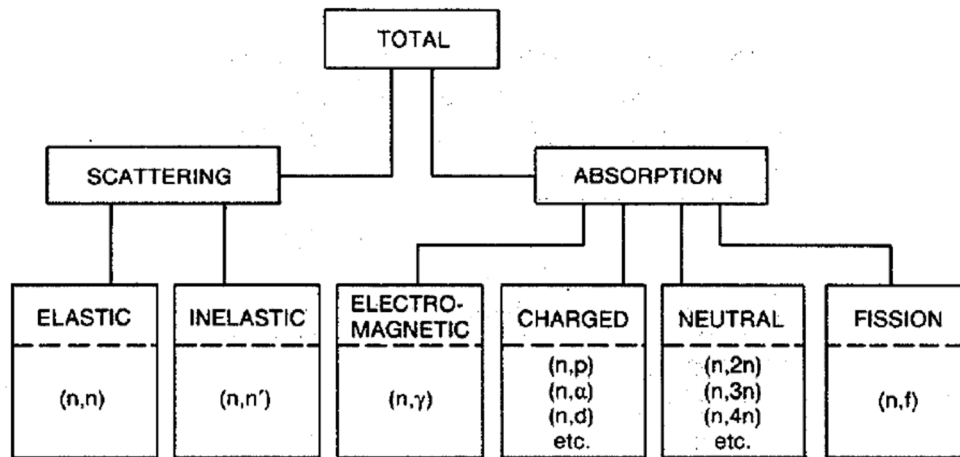
برهم‌کنش‌های غالب نوترون‌ها عبارتند از :

گیراندازی نوترون‌های تابشی (n, γ)

$$(n,p), (n,d), (n,t), (n,\alpha)$$

(محصولات شکافت، n)

برای نوترون‌های فوق حرارتی برهم‌کنش غالب پراکندگی کشسان (n,n) است.



شکل ۱-۲ دیگرام نمایش برهم‌کنش‌های نوترون با ماده

ویژگی نوترون‌های سریع؛ پراکندگی کشسان و غیر کشسان (n,n') است، که هدف در حالت برانگیخته باقی می‌ماند. برگشت از حالت برانگیختگی به حالت‌های پایین‌تر، می‌تواند با گسیل فوتون اتفاق بیفتد. به محض این که انرژی نوترون فرودی به انرژی یکی از سطوح برانگیختگی هسته می‌رسد؛ سطح مقطع برهم‌کنش به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش یافته و پراکندگی رزونانس اتفاق می‌افتد.

در نوترون‌های با انرژی‌های زیاد سایر کانال‌های غیرکشسان باز بوده و آن‌ها مجموعاً، به عنوان برهم‌کنش‌های هسته‌ای شناخته می‌شوند. مانند [۶]:

$$(n, np), (n, n\alpha), (n, 2n)$$

شکل ۱-۲ دیگرام کلی برهم‌کنش‌های نوترون را نشان می‌دهد. با توجه به این که هدف این پژوهش میکروذیتمتری نوترون در مواد معادل بافت می‌باشد، در فصل بعد در خصوص این برهم‌کنش‌ها و سطح مقطع‌های نوترون با عناصر تشکیل دهنده بافت توضیح داده شد.

۳-۲ برهم کنش های فوتون

در بازه‌ی انرژی صفر تا ۱۰ MeV کاهش انرژی فوتون از طریق سه برهم کنش فتوالکتریک، کامپتون و تولید زوج اتفاق می‌افتد [۷]. نکات لازم در مورد این فرایندها به شرح ذیل می‌باشد:

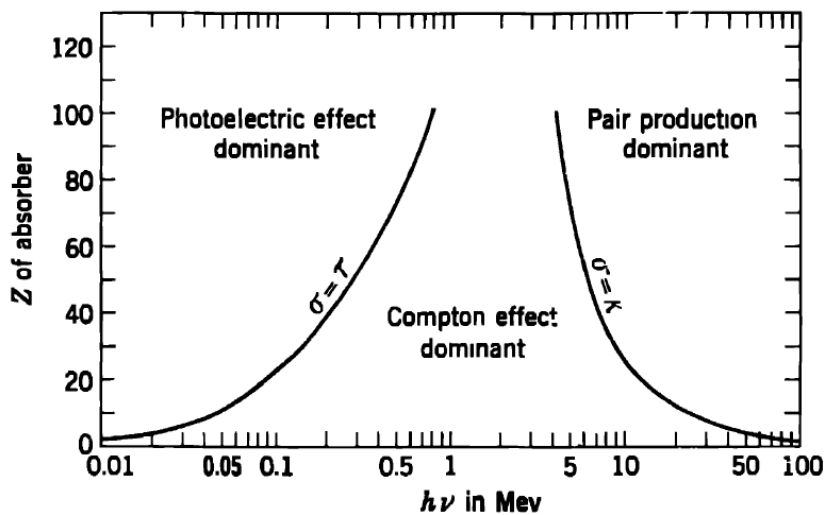
الف) اثر فتوالکتریک ($PE^{۱۹}$) و تولید زوج ($PP^{۲۰}$) رویدادهای جذب هستند، یعنی فوتون ناپدید شده و در پراکندگی کامپتون ($C^{۲۱}$) فوتون پراکنده می‌شود.

ب) وابستگی سطح مقطع‌ها به عدد اتمی ماده هدف عبارت است از:

$$\sigma_{PE} \approx Z^5 - Z^4 \text{ و } \sigma_C \approx Z \text{ و } \sigma_{PP} \approx Z^2 \quad (۱-۲)$$

ضریب تضعیف جرمی برای فوتون‌ها عبارت است از [۲]:

$$\mu / \rho = \frac{N_A}{M_A} [\sigma_{PE} + \sigma_C + \sigma_{PP}] \quad (۲-۲)$$



شکل ۲-۲ احتمال برهم کنش های فتوالکتریک، کامپتون و تولید زوج و وابستگی آن به عدد اتمی و انرژی فوتون

فرودی [۸۹].

^{۱۹} Photoelectric

^{۲۰} Pair Production

^{۲۱} Compton

در میکروذیمتری که در آن عناصر نسبتاً سبک مورد توجه هستند؛ اثر فتوالکتریک برای فوتون‌ها تا حدود ۴۰ keV و اثر کامپتون برای فوتون‌هایی از ۴۰ keV تا ۱۰ MeV غالب است [۷]. برای عناصر معادل بافت که در میکروذیمتری استفاده می‌شود، حتی تا حدود انرژی ۲۰ MeV فقط برای نیتروژن و اکسیژن احتمال برهم‌کنش تولید زوج وجود دارد. شکل ۲-۲ سطح مقطع برهم‌کنش فتوالکتریک، کامپتون و تولید زوج را نشان می‌دهد.

۲-۳-۱ اثر فتوالکتریک

در این برهم‌کنش فوتون با انرژی E_γ به الکترون در مدار اتمی ماده هدف، برخورد می‌کند. فوتون جذب می‌شود و الکترون اتمی به بیرون پرتاب شده و انرژی زیر را دارد:

$$T_e = E_\gamma - \omega \quad (۳-۲)$$

که ω انرژی بستگی پوسته‌ای است که الکترون از آن جدا شده است. حدود ۸۰ درصد برهم‌کنش‌های فتوالکتریک به دلیل مقیدتر بودن، در لایه K اتفاق می‌افتد [۹۰].

انرژی بستگی علاوه بر وابستگی به Z ، به پوسته الکترون مداری که الکترون از آن جدا می‌شود، نیز وابسته بوده و برای برخی پوسته‌ها با روابط تقریبی ذیل تغییر می‌کند [۹۱].

$$\omega_{B.K} = R(Z - 1)^2 \quad (۴-۲)$$

$$\omega_{B.L} = \frac{1}{4}R(Z - 5)^2$$

$$\omega_{B.M} = \frac{1}{9}R(Z - 13)^2$$

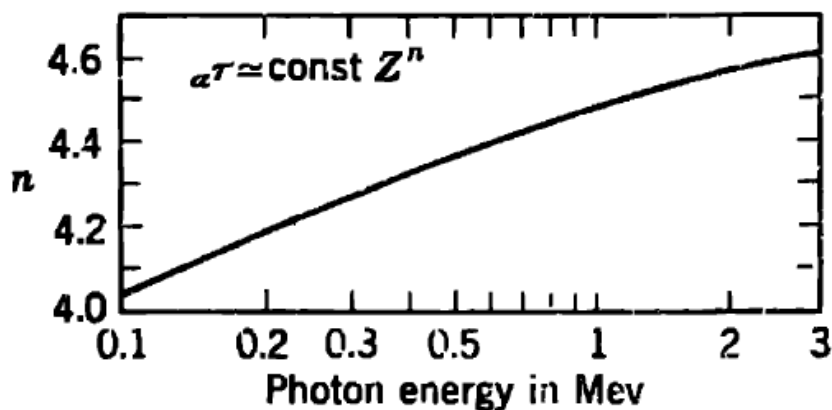
که در رابطه بالا 13.6 eV ثابت ریدبرگ R است. جای خالی الکترون گسیل شده (فتوالکتریک)، توسط الکترونی از تراز انرژی بالاتر همراه با گذار پرتو X پر می‌شود. در این صورت اگر پرتو X بتواند، خودش در طی اندرکنش با اتم‌های ماده؛ الکترونی را آزاد کند، این الکترون، الکترون اوژه نامیده

می‌شود [۲].

سطح مقطع پدیده فتوالکتریک به عدد اتمی و انرژی، وابستگی شدیدی دارد که به صورت رابطه ذیل می‌باشد.

$$\sigma_{PE} \simeq const \frac{Z^n}{(h\nu)^{n'}} \quad (2-5)$$

که n و n' با استفاده از نمودارهای وابستگی سطح مقطع به عدد اتمی ماده و انرژی ذره بدست می‌آیند. مثلاً وابستگی سطح مقطع فتوالکتریک به عدد اتمی در شکل ۲-۳ رسم شده است [۸۹]. n' هم عددی بین ۳ تا ۵ است که با افزایش انرژی این سطح مقطع کاهش می‌یابد [۲].



شکل ۲-۳ وابستگی سطح مقطع فتوالکتریک به عدد اتمی [۸۹].

۲-۳-۲ پراکندگی کامپتون

اثر کامپتون برخورد بین یک فوتون و یک الکترون آزاد می‌باشد. همه الکترون‌ها در محیط مقیدند؛ اگر انرژی فوتون از مرتبه keV و یا بیش‌تر و انرژی بستگی الکترون از مرتبه eV باشد، می‌توان الکترون را آزاد در نظر گرفت [۲].

در پراکندگی کامپتون فوتون با انرژی $h\nu$ به الکترون آزاد برخورد کرده و فوتونی با انرژی $h\nu'$ در زاویه θ و الکترونی با انرژی جنبشی T ، در زاویه ψ پراکنده می‌شود. رابطه انرژی فوتون پراکنده شده به صورت

زیر می باشد:

$$h\nu = \frac{m.c^2}{1 - \cos\theta + (1/\alpha)} \quad (6-2)$$

و انرژی الکترون پراکنده شده عبارت است از [۸۹]:

$$T = h\nu \cdot \frac{\alpha(1 - \cos\theta)}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \quad (7-2)$$

توزیع زاویه‌ای فوتون پراکنده شده با استفاده از فرمول کلاین نیشینا^{۲۲} پیش‌گویی شده و سطح مقطع دیفرانسیلی پراکندگی عبارت است از:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr^2 \left[\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos\theta)} \right]^2 \left[\frac{1 + \cos^2\theta}{2} \right] \left[1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos\theta)^2}{(1 + \cos^2\theta)[1 + \alpha(1 - \cos\theta)]} \right] \quad (8-2)$$

که $\alpha = h\nu/m.c^2$ و r شعاع کلاسیکی الکترون است [۱۸].

الکترون‌های اتمی را ساکن و آزاد در نظر می‌گیرند و رابطه بین زاویه الکترون و فوتون پراکنده شده به شکل زیر می‌باشد.

$$\tan\phi = \frac{1}{1 + \alpha} \tan\frac{\theta}{2} \quad (9-2)$$

و بنابراین الکترون همیشه به سمت جلو پراکنده می‌شود.

۳-۳-۲ تولید زوج

تولید زوج؛ فرآیندی است که همه‌ی انرژی فوتون از بین می‌رود و یک جفت الکترون و پوزیترون تولید می‌شود. تولید زوج عمدتاً در میدان الکتریکی هسته اتمی اتفاق می‌افتد و برای انجام تولید زوج در مجاورت هسته بنا بر پایستگی انرژی، انرژی 1.02 MeV $= 2m_e c^2$ نیاز است.

تولید زوج مشابه اثر فتوالکتریک است؛ فوتون، الکترون را از زنجیره حالت‌های منفی که پر شده‌اند بالا

^{۲۲} Klein Nishina

برده و حفره‌ای به نام پوزیترون بر جای می‌گذارد.

سطح مقطع تولید زوج با انرژی فوتون فرودی افزایش می‌یابد و به مربع عدد اتمی ماده جاذب وابسته است. انرژی موجود تقریباً به صورت تصادفی بین الکترون و پوزیترون تقسیم می‌شود. زاویه بین پوزیترون و مسیر فوتون فرودی کوچک و از مرتبه mc^2/T_e است که T_e انرژی جنبشی الکترون و پوزیترون است. زمانی که تولید زوج در مجاورت میدان الکتریکی هسته اتم اتفاق می‌افتد؛ هسته، انرژی کمی بدست می‌آورد. با این وجود زمانی که تولید زوج در مجاورت الکترون اتمی اتفاق می‌افتد، انرژی آستانه $4m_e c^2 = 2.044 \text{ MeV}$ مورد نیاز است و الکترون انرژی و اندازه حرکت کافی نیاز دارد تا از اتم جدا شود. پوزیترون معمولاً فرآیند مخالفی را که نابودی زوج نامیده می‌شود و در آن پوزیترون با یک الکترون جاذب ترکیب می‌شود $e^+ + e^- \rightarrow 2\gamma$ ، انجام می‌دهد.

سطح مقطع این برهم‌کنش به صورت معکوس با انرژی پوزیترون افزایش می‌یابد و زمانی که پوزیترون در حال سکون است به بیشینه خودش می‌رسد. در این برهم‌کنش دو فوتون با انرژی 0.511 MeV در دو سوی مخالف گسیل می‌شوند [۸۹].

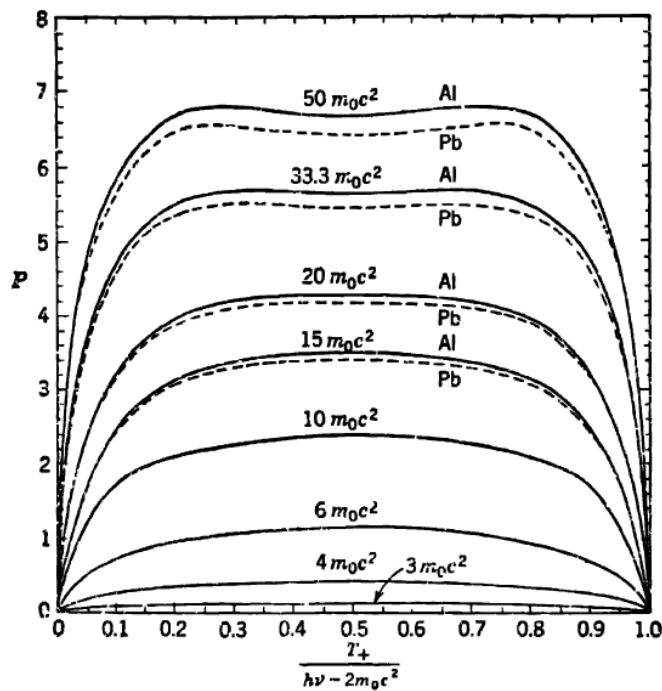
سطح مقطع دیفرانسیلی تولید زوج با رابطه زیر بیان می‌شود:

$$d(\sigma_{PP}) = \frac{\sigma \cdot Z^2 P}{h\nu - 2m_e c^2} dT_+ (cm^2/nucleus) \quad (10-2)$$

که در این رابطه T_+ انرژی جنبشی پوزیترون و σ با رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$\sigma_e = \frac{1}{137} \left(\frac{e^2}{m_e c^2} \right)^2 = 5.8 \times 10^{-28} cm^2/nucleus \quad (11-2)$$

که P کمیتی بدون بعد و تابع پیچیده‌ای از $h\nu$ و عدد اتمی است که بین صفر (برای $h\nu \leq 2m_e c^2$) و حدود ۲۰ (برای $h\nu = \infty$) است. شکل ۲-۴ نمودار P برحسب کسر انرژی جنبشی کل هر زوج الکترون که به هر پوزیترون می‌رسد، را نشان می‌دهد [۲].



شکل ۴-۲ نمودار P بر حسب کسر انرژی جنبشی کل رسیده به پوزیترون [۸۹]

۴-۲ برهم کنش های ذرات باردار

در حالت کلی ذرات باردار در عبور از ماده، ۴ اندرکنش کلی دارند که شامل تابش ترمزی، تابش چرنکوف، هسته‌ای و برهم کنش های کولنی با الکترون ها و هسته ها (یونش و برانگیزش) می باشد [۲].

احتمال تابش ترمزی برای پرتابه‌ای به جرم m و عدد اتمی Z ، متناسب با Z^2 / m^2 است و در اکثر موارد در میکرودمتری؛ تنها برای الکترون ها این اتلاف انرژی تابشی قابل توجه است [۳]. در تابش چرنکوف انرژی کمی از دست می رود و بنابراین از این برهم کنش می توان صرف نظر کرد. نیروی هسته‌ای و کولنی در اتلاف انرژی اهمیت بیش تری دارند. نیروی هسته‌ای برای یون های سنگین و در انتهای مسیر اهمیت دارد و نیروی کولنی، برای همه ذرات باردار شامل یون های سنگین و سبک قابل اهمیت است. احتمال اندرکنش کولنی 10^8 برابر از احتمال اندرکنش هسته‌ای بیش تر است [۲].

هنگامی که یک الکترون پرارژی از ماده عبور می کند، از طریق برخوردهای کولنی با الکترون های مداری و هسته اتم، با ماده برهم کنش می کند. میزان از دست دادن انرژی به وسیله توان توقف و میزان

پراکندگی به وسیله قدرت پراکندگی توصیف می‌شود. برخورد بین الکترون فرودی و الکترون مداری یا هسته اتمی می‌تواند کشسان یا ناکشسان باشد. در یک برخورد کشسان الکترون از مسیر اولیه‌اش منحرف می‌شود و پایداری انرژی جنبشی قبل و بعد از برخورد برقرار است، ولی در یک برخورد ناکشسان الکترون از مسیر اولیه‌اش منحرف گشته، قسمتی از انرژی‌اش را به یک الکترون مداری اتم‌های هدف منتقل کرده و یا به شکل تابش ترمزی گسیل می‌کند و انرژی جنبشی قبل و بعد از برخورد پایسته نمی‌ماند.

۵-۲ توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش

پیش‌تر بیان کردیم که اتلاف انرژی ذرات باردار در نتیجه برخورد با الکترون‌ها در عبور از ماده بوسیله توان توقف تعریف می‌گردد. همچنین توان توقف الکترون ناشی از یونش و برانگیزش و تابش ترمزی می‌باشد. توان توقف برای پروتون، دوترون، تریتم و آلفا در نتیجه یونش و برانگیزش خواهد بود و از توان توقف تابش ترمزی صرف‌نظر می‌گردد. برای محاسبه توان توقف فرمول‌های متعدد با تقریب‌های متفاوتی بیان شده است. معمولاً هر کدام از این فرمول‌ها در بازه خاصی از انرژی بهترین تطابق را با اندازه‌گیری‌های تجربی دارند، لذا در ادامه بعضی از این فرمول‌ها بیان شده‌اند.

بس^۳ برای محاسبه توان توقف پروتون، دوترون، تریتم و آلفا ناشی از یونش و برانگیزش فرمول زیر را پیشنهاد کرد.

$$\frac{dE}{dx} \left(\frac{MeV}{m} \right) = 4 \pi r_e^2 \frac{Z^2 m c^2}{\beta^2} n Z \left[\ln \left(\frac{Z m c^2}{I} \beta^2 \gamma^2 \right) - \beta^2 \right] \quad (۱۲-۲)$$

و توان توقف در نتیجه یونش و برانگیزش برای الکترون‌ها عبارتند از:

$$\frac{dE}{dx} \left(\frac{MeV}{m} \right) = 4 \pi r_e^2 \frac{m c^2}{\beta^2} n Z \left[\ln \left(\frac{\beta \gamma \sqrt{\gamma-1}}{I} m c^2 \right) - \frac{1}{\gamma^2} \left[\frac{(\gamma-1)^2}{\lambda} + 1 - (\gamma^2 + 2\gamma - 1) \ln(2) \right] \right] \quad (۱۳-۲)$$

و توان توقف در نتیجه یونش و برانگیزش برای پوزیترون‌ها به صورت زیر می‌باشد:

^۳ Beth

$$\frac{dE}{dx} \left(\frac{MeV}{m} \right) = 4 \pi r_e^2 \frac{mc^2}{\beta^2} nZ \left[\ln \left(\frac{\beta \gamma \sqrt{\gamma-1}}{I} mc^2 \right) - \frac{\beta^2}{24} \left[23 + \frac{14}{\gamma+1} + \frac{10}{(\gamma-1)^2} + \frac{4}{(\gamma-1)^3} \right] + \frac{\ln(2)}{2} \right] \quad (14-2)$$

که در روابط فوق داریم:

$$r_e = \frac{e^2}{mc^2} = 2,818 \times 10^{-15} m \quad (15-2)$$

$$4 \pi r_e^2 = 9,98 \times 10^{-29} m^2 \approx 10^{-28} m^2 = 10^{-24} cm^2$$

$$mc^2 = 0,511 MeV$$

$$\gamma = (T + Mc^2)/Mc^2 = 1/\sqrt{1-\beta^2}$$

$$n = \rho(N_A/A) \cdot N_A = 6,022 \times 10^{23} \frac{\text{اتم}}{\text{مول}}$$

در رابطه فوق T انرژی جنبشی، $c = 2,997930 \times 10^8 m/s \approx 3 \times 10^8 m/s$ ، $\beta = v/c$ ، و M جرم سکون ذره است. v سرعت نور در خلا، n تعداد اتمها در ماده ای که ذره باردار حرکت می کند و واحد آن اتم بر مترمکعب است. Z عدد اتمی ماده و Z بار ذره فرودی (برای الکترون، پوزیترون، پروتون، دوترن $z=1$ و برای آلفا $z=2$) و I میانگین پتانسیل برانگیزش ماده می باشد. برای $Z > 12$ این پتانسیل با یک معادله تقریبی به صورت زیر بیان می شود:

$$I(eV) = (9,76 + 58,8Z^{-1,19})Z \quad (16-2)$$

چون هدف ما مواد معادل بافت نرم است و بافت نرم از هیدروژن، کربن، اکسیژن و نیتروژن تشکیل شده، مقدار I برای این عناصر به صورت زیر می باشد:

$$I_H = 20,4 eV. I_C = 73,8 eV. I_N = 97,8 eV. I_O = 115,7 eV \quad (17-2)$$

معادلات توان توقف فوق، برای انرژی های خیلی کم صادق نیستند. در محاسبه توان توقف برای پروتون، دوترن، تریتم و آلفا، مقدار داخل کروشه ها زمانی که $1 \leq \frac{(2 mc^2 \beta^2 \gamma^2)}{I}$ منفی می شود و نتایج آن دیگر قابل اعتبار نیست. مقدار این جمله به پتانسیل یونش بستگی دارد و برای عناصر مختلف این محدوده

متفاوت است. برای الکترون‌های کم انرژی، رابطه توان توقف می‌تواند به صورت زیر معرفی شود:

$$\frac{dE}{dx} \approx 4 \pi r_e^2 \frac{mc^2}{\beta^2} n Z \ln \left[\frac{mc^2 \beta^2}{I} \sqrt{\frac{2.18 \times 10^{-18}}{\lambda}} \right] \quad |\beta| \ll 1 \quad (18-2)$$

مثلا در رابطه بالا آرگومان لگاریتم برای الکترون‌های با انرژی جنبشی کمتر از ۷۶ keV، کوچک‌تر از یک می‌شود.

این محدودیت‌های فرمول‌های توان توقف فوق با فرمول‌های دیگری که در بخش (۲-۱۰) بیان شده، برطرف می‌گردد. توان توقف گاهی بر حسب واحد $MeV cm^2/gr$ (یا در واحد SI بر حسب Jm^2/kg) بیان می‌شود. رابطه ابعادی زیر برای توان توقف برقرار است:

$$\frac{1}{\rho (gr/cm^2)} \frac{dE}{dx} \left(\frac{MeV}{cm} \right) = \frac{dE}{dx} [MeV cm^2/gr] \quad (19-2)$$

روابط (۲-۱۲)، (۲-۱۳) و (۲-۱۴) برای محاسبه توان توقف در یک عنصر خالص است. اگر پرتابه از مخلوطی از چند عنصر یا ترکیبی از مواد عبور کند، توان توقف با رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\left(\frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx} \right)_{compound} = \sum_i w_i \frac{1}{\rho_i} \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \quad (20-2)$$

که ρ چگالی مخلوط یا ترکیب و ρ_i چگالی عنصر i ام و $\left(\frac{dE}{dx} \right)_i$ توان توقف محاسبه شده از فرمول‌های (۲-۱۲)، (۲-۱۳) و (۲-۱۴) و بر حسب $MeV m^2/kg$ است [۲].

۲-۶ توان توقف ناشی از برهم‌کنش هسته‌ای

توان توقف هسته‌ای برای ذرات باردار به جز الکترون و پوزیترون، تعریف می‌شود. فرمول (۲-۲۱) توان توقف هسته‌ای را بر حسب یکای $eV cm^2 atoms^{-1}$ بیان می‌کند [۹۲].

$$S_n = S_n \frac{(8.462 \times 10^{-15} Z_1 Z_2 M_1)}{[(M_1 + M_2)(Z_1^{0.73} + Z_2^{0.73})]} \quad (21-2)$$

در رابطه فوق S_n به صورت زیر تعریف می‌گردد:

$$S_n = \frac{\ln(1 + 1.1383 \varepsilon)}{2(\varepsilon + 0.01321 \varepsilon^{0.21226} + 1.9593 \varepsilon^{0.5})} \quad (22-2)$$

که در رابطه بالا انرژی کاهش یافته یون با رابطه زیر تعریف می‌شود. E انرژی یون بر حسب keV و Z_1 و Z_2 عدد اتمی یون و هدف و جرم‌ها به ترتیب از اندیس کوچک‌تر به بزرگ‌تر جرم‌های یون و هدف در amu می‌باشند [92,93].

$$\varepsilon = \frac{32.52 M_2 E}{[Z_1 Z_2 (M_1 + M_2)(Z_1^{0.73} + Z_2^{0.73})]} \quad (23-2)$$

۷-۲ توان توقف ناشی از تابش ترمزی

اتلاف انرژی در نتیجه گسیل تابش ترمزی تنها برای الکترون‌ها و پوزیترون‌ها مهم است. زیرا اگر الکترون و پوزیترون با الکترون اتمی برخورد کنند، می‌توانند کل انرژی خود را در یک برهم‌کنش از دست بدهند. این به خاطر این است که دو ذره جرم یکسانی دارند. از آنجایی که الکترون‌ها و پوزیترون‌ها می‌توانند کسر زیادی از انرژی جنبشی خود را در یک برخورد از دست بدهند، بنابراین آن‌ها به راحتی می‌توانند در زوایای بزرگ پراکنده شوند و در نتیجه مسیر حرکت آن‌ها زیگزاگ است. در حالی که ذرات باردار سنگین خیلی متفاوت عمل می‌کنند و به ندرت بوسیله الکترون‌های اتمی منحرف می‌شوند و مسیر آن‌ها تقریباً خط راست است.

برای الکترون‌ها و پوزیترون‌ها با انرژی جنبشی $T(\text{MeV})$ که در ماده‌ای با عدد اتمی Z حرکت می‌کنند، اتلاف انرژی در نتیجه تابش ترمزی $\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad}$ بر حسب اتلاف انرژی یونش و برانگیزش به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} = \frac{ZT(\text{MeV})}{750} \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion} \quad (24-2)$$

که $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion}$ توان توقف در نتیجه یونش و برانگیزش می‌باشد. بنابراین توان توقف کل برای الکترون‌ها و پوزیترون‌ها با عبارت زیر بدست می‌آید:

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{tot} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} + \left(\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = \left(1 + \frac{ZT}{137}\right) \left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} \quad (25-2)$$

اگر ذره در ماده مرکب یا مخلوط حرکت کند، عدد اتمی موثر Z_{eff} در معادلات مربوط به توان توقف تابش ترمزی الکترون به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$Z_{eff} = \frac{\sum_{i=1}^L (w_i/A_i) Z_i^2}{\sum_{i=1}^L (w_i/A_i) Z_i} \quad (26-2)$$

که در رابطه فوق، L تعداد عناصر در ترکیب یا مخلوط و w_i کسر وزنی عنصر i ام و A_i عدد وزنی عنصر i ام و Z_i عدد اتمی عنصر i ام می‌باشد. برای یک ترکیب با وزن مولکولی M کسر وزنی با عبارت زیر بیان می‌شود: $w_i = \frac{N_i A_i}{M}$ که N_i تعداد اتم‌های عنصر i ام در ترکیب می‌باشد [۲].

۸-۲ توان توقف بعد از عبور از ماده

ذره بارداری که در ماده معینی حرکت می‌کند، انرژی جنبشی خود را از طریق برهم‌کنش با الکترون‌ها و هسته ماده، از دست می‌دهد. مسافت کل طی شده، طول مسیر نامیده می‌شود. طول مسیر مساوی با مجموع همه طول‌های مسیر جزئی است. ضخامت از ماده که ذره‌ای با انرژی T و جرم M و بار z را متوقف می‌کند، برد ذره در آن محیط می‌نامند. واضح است که برد ذره کوچک‌تر یا مساوی با کل مسیر طی شده در آن محیط است. برای بدست آوردن اتلاف انرژی ذره باردار بعد از عبور از ماده‌ای با ضخامت مشخص، دو حالت کلی وجود دارد. اگر ضخامت ماده از برد بیش‌تر باشد، ذره باردار در داخل ماده متوقف شده و بنابراین کل انرژی خود را در ماده به جا می‌گذارد. اگر ضخامت ماده از برد ذره کوچک‌تر باشد، اتلاف انرژی با رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\Delta E = \int_0^t \left(\frac{dE}{dX} \right) dX \quad (27-2)$$

dE/dx توان توقف کل (توان توقف یونش و برانگیزش به علاوه توان توقف ناشی از تابش ترمزی برای الکترون و برای دیگر ذرات باردار توان توقف ناشی از برهم‌کنش هسته‌ای) است. اگر ضخامت ماده از برد ذره باردار در آن محیط خیلی کوچک‌تر باشد، می‌توان dE/dx را ثابت در نظر گرفت و بنابراین داریم:

$$E = \left(\frac{dE}{dX} \right) t, \quad t \ll R \quad (28-2)$$

که $\left(\frac{dE}{dX} \right)$ توان توقف برای انرژی اولیه ذره باردار است. اگر ضخامت ماده نسبت به برد قابل ملاحظه باشد، dE/dx را نمی‌توان ثابت در نظر گرفت. در این حالت مسئله پیچیده می‌شود و باید با استفاده از روش‌های عددی آن را حل کرد.

ضخامت ماده را به N قسمت تقسیم می‌کنیم. بنابراین خواهیم داشت:

$$\sum_{i=1}^N \Delta x_i = t \quad (29-2)$$

بنابراین معادله (27-2) به صورت زیر تبدیل می‌شود:

$$\Delta E = \sum_{i=1}^N \left(\frac{dE}{dx} \right)_i \Delta x_i \quad (30-2)$$

که $\left(\frac{dE}{dx} \right)_i$ توان توقف برای انرژی جنبشی ذره در شروع بخش Δx_i است. بدیهی است N باید به

گونه‌ای باشد که $\left(\frac{dE}{dx} \right)_i$ در فاصله Δx_i تغییرات جزئی و قابل قبولی داشته باشد [۲].

۹-۲ محدودیت‌های فرمول بس

فرمول توان توقف در انرژی‌های بالا و با شرط $\gamma m/M \ll 1$ برقرار است که تقریباً تا حد 10^6 MeV برای پروتون‌ها برقرار می‌باشد. فاکتورهای فیزیکی دیگری که در فرمول بس وجود ندارد، در انرژی‌های بالا مورد نیاز است. مثلاً در فرمول بس در انرژی‌های بالا نیروهایی که به الکترون‌های اتمی از طرف اسپین و ممان دوقطبی مغناطیسی و همچنین ساختارهای مغناطیسی و الکتریکی داخلی وارد می‌شود، لحاظ نشده است. همچنین فرمول بس بر اساس این فرض استوار است که ذره خیلی سریع‌تر از الکترون‌های اتمی حرکت می‌کند. در انرژی‌های پایین فرمول بس (۲-۱۲) نامعتبر است؛ چون عبارت $\frac{\ln(\gamma) mc^2 \beta^2 \gamma^2}{I}$ منفی می‌شود و مقدار توان توقف منفی خواهد شد.

در ناحیه انرژی‌های پایین نیز ذره باردار مادامی که حرکت می‌کند، ممکن است الکترون بگیرد یا الکترون از دست بدهد و بنابراین بار خالص و توان توقف آن کاهش می‌یابد. گیراندازی الکترون زمانی مهم است که سرعت v ذره باردار قابل قیاس یا کمتر از سرعت چرخش الکترون اتمی حول هسته می‌شود. بر اساس تئوری بوهر، سرعت چرخش یک الکترون حول هسته با بار ze در حالت پایه، $\frac{kZe^2}{\hbar}$ است. بنابراین در شرایط گیراندازی و از دست دادن الکترون $\frac{kZe^2}{\hbar v} \geq 1$ می‌شود. وابستگی فرمول بس به مربع عدد اتمی پرتو باردار، دلالت بر این دارد که برای ذرات با جرم و انرژی یکسان اما بار مخالف، مثل پیون‌ها $\pi^\pm$ و میون‌ها $\mu^\pm$ توان توقف و برد یکسانی دارند. انحراف از این پیشگویی فرمول‌های توان توقف به صورت تئوری با توان‌های مکعب عدد اتمی و بالاتر بدست آمده است. فرمول بس با محاسبه توان توقف با اولین تقریب بورن در مکانیک کوانتومی بدست آمده است [۹۴]. تقریب‌های متوالی بورن، جملات متناسب با توان‌های بالاتر Z^3 ، Z^4 و ... را در بار ذره فرودی نتیجه می‌دهد.

اعتبار فرمول تقریب بورن تا زمانی است که سرعت v ذره فرودی یا همان پرتو، در قیاس با سرعت الکترون‌های اتمی بزرگ باشد. از آنجایی که سرعت‌ها نمی‌توانند از سرعت نور بیشتر باشند، v اغلب در قیاس با سرعت الکترون‌های مداری و به ویژه برای پوسته‌های داخلی عناصر سنگین؛ بزرگ نیست. برای جبران این نقص، جملات تصحیحی متوالی به صورت تصحیح لایه k و لایه L و ... می‌تواند در فرمول

توان توقف منظور شود [۵۳].

۲-۱۰ توان توقف در تمامی بازه‌های انرژی فارق از محدودیت‌های

فرمول بس

همان‌طور که پیش‌تر بیان شد؛ فرمول‌های توان توقف بیان شده؛ در بازه خاصی تطابق خوبی با اندازه‌گیری‌ها دارند و هر کدام از فرمول‌ها دارای محدودیت‌هایی خواهند بود، بنابراین در موقع به کارگیری آن‌ها باید به شرایط استفاده از آن توجه کنیم. می‌توانیم با ترکیب فرمول‌ها شرایطی را بدست آوریم تا توان توقف در تمامی محدوده انرژی جواب مناسبی را داشته باشد. می‌دانیم که، توان توقف ذرات باردار در ماده، عبارت است از $S = -dE/dx$ ، که بیانگر اتلاف انرژی ذرات باردار (dE) طی عبور از فاصله dx است [۳].

توان توقف کل، مجموع توان توقف هسته‌ای و توان توقف الکترونی است [۹۵]. انرژی انتقال یافته از یون به الکترون‌های هدف، توان توقف الکترونی یا اتلاف انرژی غیرکشسان نامیده می‌شود و انرژی انتقال یافته از یون به هسته هدف، توان توقف هسته‌ای یا اتلاف انرژی کشسان نام دارد. این تقسیم‌بندی از این جهت است که فرض می‌شود هسته به آرامی پس‌زده می‌شود؛ در حالی که الکترون‌ها خیلی سریع حرکت می‌کنند [۹۲].

توان توقف الکترونی با استفاده از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$S = \frac{\kappa Z_1}{\beta^2} Z_2 L(\beta) \quad (2-31)$$

که در رابطه بالا متغیر L عدد توقف بوده و شامل فاکتورهای تصحیحی توان توقف برای ذرات با سرعت بالا می‌باشد. عدد توقف چند جمله‌ای بر حسب عدد اتمی ذره و به صورت معادله (۲-۳۲) می‌باشد: [۹۶]

$$L(\beta) = L_0(\beta) + Z_1 L_1(\beta) + Z_1^2 L_2(\beta) + \dots \quad (2-32)$$

در رابطه فوق L_1 اثر بارکاز^{۲۴} و L_4 تصحیح بلاخ^{۲۵} است [۹۶-۹۷]. می‌توان معادله (۳۱-۲) را به صورت رابطه ذیل بازنویسی کرد:

$$S = \frac{\kappa Z_r}{\beta^2} Z_1^2 \left[f(\beta) - \ln(I) - \frac{c}{Z_r} - \frac{\delta}{2} + Z_1^x L_x \right] \quad (۳۳-۲)$$

که $\beta = v/c$ ، $Z_1^x L_x$ تصحیح مرتبه بالاتر، I میانگین پتانسیل یونش اتم‌های هدف، $\frac{\delta}{2}$ تصحیح چگالی و $\frac{c}{Z_r}$ تصحیح پوسته می‌باشد. روابط κ و $f(\beta)$ نیز از روابط (۳۴-۲) و (۳۵-۲) بدست می‌آید [۹۲، ۹۸]:

$$\kappa = 4 \pi e^2 N / (m_e c^2) \quad (۳۴-۲)$$

$$f(\beta) = \ln \frac{mc^2 \beta^2}{1 - \beta^2} - \beta^2 \quad (۳۵-۲)$$

همچنین در رابطه توان توقف تصحیحات پوسته به صورت ذیل خواهد بود.

$$\sum_i C_i = B_1 C_K(\beta^2) + B_r C_L(\beta^2) + VM C_L(HM \beta^2) + VNC_L(HN \beta^2) + \dots \quad (۳۶-۲)$$

در رابطه فوق C_K و C_L به ترتیب تصحیحات پوسته K و L و B_1 و B_r متناظر با پارامترهای شدت می‌باشند [۹۹].

با توجه به فرمول‌های فوق، توان توقف جملات تصحیحی متعددی دارد و محاسبه توان توقف برای یونها در انرژی‌ها و مواد مختلف شامل جملات تصحیحی پیچیده‌ای است و کار آسانی نیست. تحقیقات زیادی برای محاسبه دقیق توان توقف و برد انجام شده که به عنوان مثال مراجعی مانند [۱۰۰، ۱۰۱] را می‌توان نام برد. در ادامه فرمول‌های مربوط به توان توقف برای پروتون و الکترون در این دامنه گسترده بیان شده است.

۲-۱۰-۱ توان توقف الکترون

^{۲۴} Barkas

^{۲۵} Bloch

توان توقف الکترون ناشی از یونش و برانگیزش برای انرژی‌های بالاتر از $I = 6,338$ (واحد I الکترون ولت می‌باشد) به صورت ذیل می‌باشد (این فرمول همان فرمول بس می‌باشد). در روابط این بخش، یکای چگالی؛ گرم بر سانتی‌متر مکعب، وزن اتمی (A) بر حسب گرم بر مول، پتانسیل یونش و انرژی فرودی بر حسب الکترون ولت در نظر گرفته شده‌اند [۱۰۲].

$$-\frac{dE}{dx} = 785 \cdot \frac{\rho Z}{AE} \ln \left(\frac{1,166 E}{I} \right) \left(\frac{keV}{\mu m} \right) \cdot E > 6,338 I \quad (37-2)$$

برای انرژی‌های پایین‌تر از این مقدار، در مرجع [۱۰۲]، ۴ فرمول برای بازه $0 \leq E < 6,338 I$ پیشنهاد شده است. این فرمول‌ها عبارتند از:

فرمول Rao-Sahib-Wittry که به صورت ذیل می‌باشد:

$$-\frac{dE}{dx} = 0,7849 \times 10^4 \left(1,2588 \frac{A}{\rho Z} I^{\frac{1}{2}} E^{\frac{1}{2}} \right)^{-1} \left(\frac{keV}{\mu m} \right) \cdot 0 \leq E < 6,338 I \quad (38-2)$$

فرمول Joy-Luo به صورت ذیل است:

$$-\frac{dE}{dx} = 785 \cdot \frac{\rho Z}{AE} \ln \left[\frac{1,166 E(E+kl)}{I} \right] \left(\frac{keV}{\mu m} \right) \cdot 0 \leq E < 6,338 I \quad (39-2)$$

که در رابطه بالا $k = 0,734 Z^{0,37}$ است.

فرمول Love-Cox-Scott به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{\rho Z}{AE} \left[\frac{10^4}{1,18 \left(\frac{E}{I} \right)^{\frac{1}{2}} + 0,147 \left(\frac{E}{I} \right)} \right] \left(\frac{keV}{\mu m} \right) \cdot 0 \leq E < 6,338 I \quad (40-2)$$

و چهارمین فرمول عبارت Tan و He است که عبارت است از [۱۰۲]:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{\rho Z}{AE} \ln \left[\frac{10^4}{0,303 \left(\frac{E}{I} \right)^{\frac{1}{2}} + 1,16 \left(\frac{E}{I} \right)^{\frac{1}{2}} + 0,147 \left(\frac{E}{I} \right)} \right] \left(\frac{keV}{\mu m} \right) \cdot 0 \leq E < 6,338 I \quad (41-2)$$

با استفاده از این چهار فرمول، می‌توان توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش و تابش ترمزی را بدست

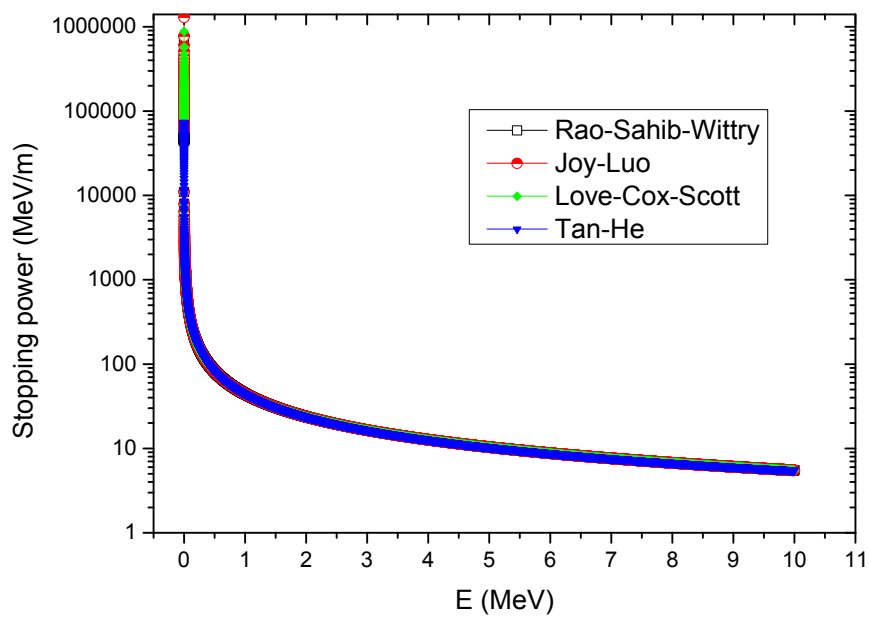
آورد که نتایج آن در بخش بعد بیان می‌گردد.

۲-۱۰-۲ منحنی‌های توان توقف الکترون

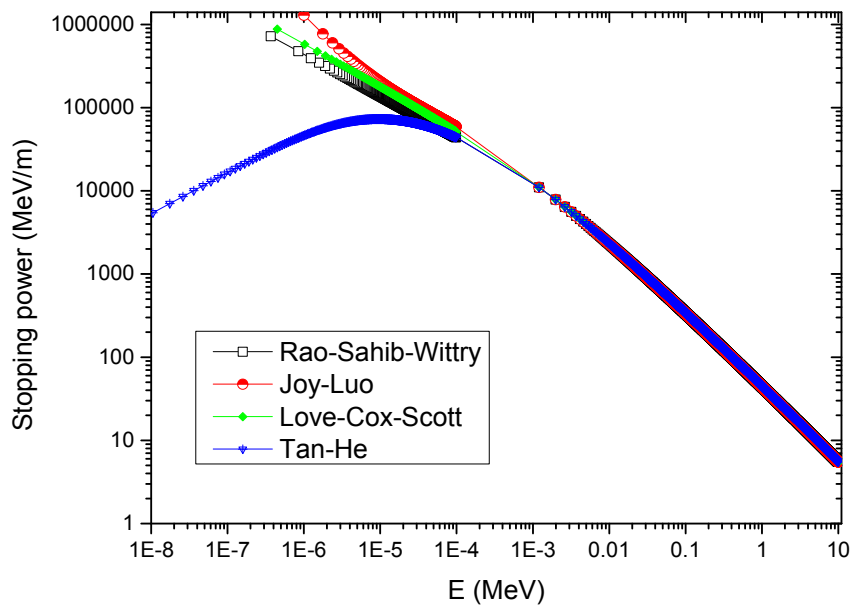
برای بدست آوردن پاسخ میکرودمتر، نیاز به برد ذره در ماده است و با توجه به این که نوترون مستقیماً انرژی خود را در بافت به جا نمی‌گذارد، آن را از طریق اندرکنش‌های کشسان و ناکشسان در محیط مادی به ذرات باردار انتقال می‌دهد. لذا در همین راستا برنامه‌های متعددی را با استفاده از زبان برنامه‌نویسی فرترن نوشتیم. با توجه به وجود روابط متعدد برای توان توقف الکترون و بررسی اثر این روابط، نتایج حاصل از برنامه محاسبه توان توقف بر حسب انرژی در اشکال ذیل مهم گردید.

همانطور که بیان شد، هدف از این پژوهش ساخت میکرودمتر با رویکرد پزشکی است. با توجه به اینکه تقریباً همه بافت‌های ارگان‌های بدن دارای چهار عنصر هیدروژن، کربن، اکسیژن و نیتروژن با درصدهای وزنی متفاوت می‌باشند، برای محاسبه توان توقف در ماده معادل بافت نیاز به استفاده از رابطه (۲-۲۰) است. در ابتدا توان توقف الکترون‌هایی با انرژی 10 MeV را با استفاده از رابطه (۲-۳۷) بدست آوردیم.

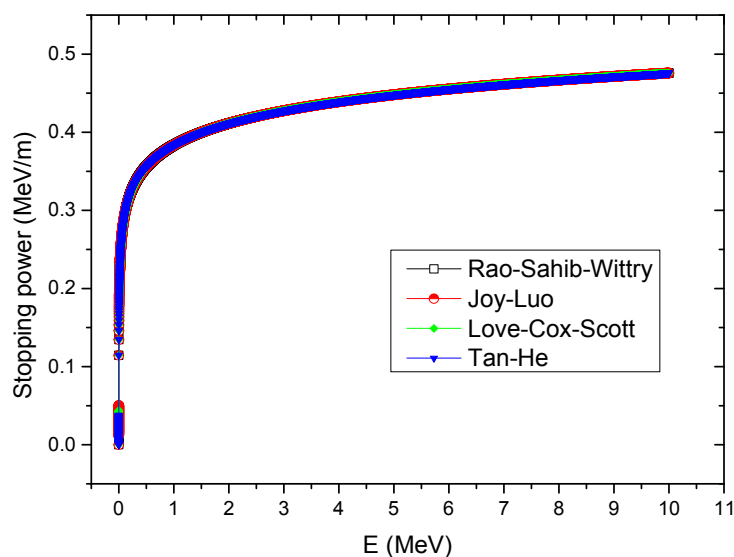
در انرژی‌های پایین از چهار رابطه بیان شده، توسط Rao-sahib-wittry و Joy-Luo و Love-Cox- و Scott و Tan-He فرمول‌های (۲-۳۸) تا (۲-۴۱) استفاده کردیم و ۴ برنامه کامپیوتری به زبان فرترن نوشتیم و با استفاده از آن‌ها توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش، تابش ترمزی و توان توقف کل را محاسبه کردیم که نتایج حاصل از آن‌ها را جهت مقایسه در شکل‌های ۲-۵ تا ۲-۸ رسم کردیم. در شکل‌های ۲-۵ و ۲-۶ به ترتیب منحنی نیمه لگاریتمی و تمام لگاریتمی توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش چشمه الکترون 10 MeV در ماده معادل بافت و با استفاده از فرمول‌های مختلف (۲-۳۸) تا (۲-۴۱) رسم کردیم. شایان ذکر است که عناصر و درصدهای وزنی ماده معادل بافت در جدول ۴-۱ بیان شده است.



شکل ۲-۵ توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش چشمه الکترون 10 MeV در ماده معادل بافت



شکل ۲-۶ منحنی لگاریتمی توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش چشمه الکترون 10 MeV در ماده معادل بافت

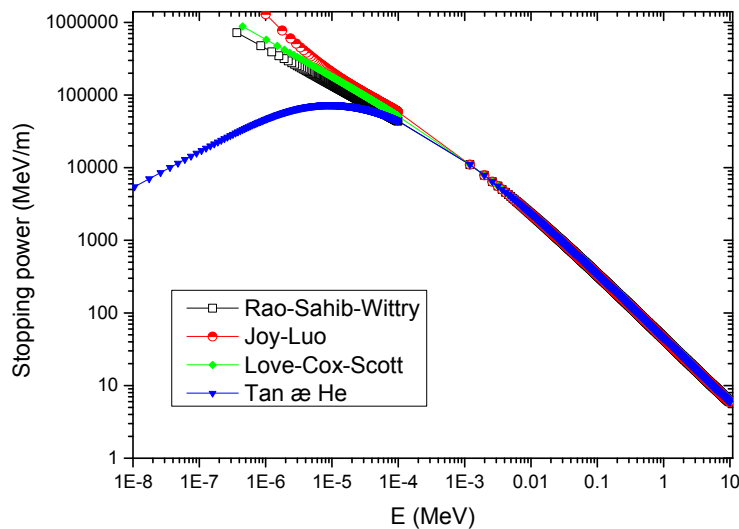


شکل ۲-۷ توان توقف ناشی از تابش ترمزی چشمه الکترون 10 MeV در ماده معادل بافت

در شکل ۲-۷ منحنی توان توقف ناشی از تابش ترمزی الکترون 10 MeV در ماده معادل بافت را رسم کردیم. همانطور که انتظار داریم در این شکل مشاهده می‌شود که احتمال توان توقف ناشی از تابش ترمزی با افزایش انرژی، افزایش می‌یابد. این مورد به این دلیل است که با افزایش انرژی، الکترون سریع‌تر حرکت کرده و بیش‌تر احتمال انحراف و تابش دارد. با توجه به نتایج بدست آمده، مشاهده می‌گردد توان توقف ناشی از تابش ترمزی الکترون در بازه انرژی مورد نظر خیلی کمتر از توان توقف یونش و برانگیزش است و لذا اثر آن بر توان توقف کل ناچیز است. در شکل ۲-۸ نیز توان توقف کل الکترون در این ماده رسم شده است.

در شکل‌های ۲-۸ و ۲-۶ تفاوت قابل ملاحظه فرمول Tan-He با بقیه فرمول‌ها مشاهده می‌شود. با افزایش انرژی الکترون به انرژی‌های میانی، احتمال برهم‌کنش یونش و برانگیزش بیش‌تر می‌شود ولی با افزایش انرژی از انرژی‌های میانی به انرژی‌های زیاد، زمان برخورد کاهش می‌یابد و احتمال انتقال انرژی از طریق یونش و برانگیزش کاهش می‌یابد. لذا زمانی که توان توقف الکترون را بر حسب انرژی رسم می‌کنیم در این منحنی ابتدا افزایش و سپس کاهش خواهیم داشت. بنابراین در این نمودار باید

قله‌ای وجود داشته باشد که تنها در فرمول Tan-He این مورد مشاهده می‌شود. این مطلب توسط کار Subir ray [۱۰۵] تایید شده است.



شکل ۲-۸ منحنی لگاریتمی توان توقف کل چشمه الکترون ۱۰ MeV در ماده معادل بافت

۲-۱۰-۳ توان توقف پروتون

برای بدست آوردن توان توقف پروتون می‌توان از فرمول زیر بر حسب یکای $eV/(10^{15} atoms/cm^2)$ استفاده کرد.

$$S = A_1 E^{1/2} \quad \text{Energy: } 0 - 10 \text{ keV} \quad (2-42)$$

$$(S)^{-1} = (S_{Low})^{-1} + (S_{High})^{-1} \quad \text{Energy: } 10 - 999 \text{ keV}$$

$$S = \left(\frac{A_\epsilon}{\beta^\gamma}\right) \left[\ln \left[\frac{A_\gamma \beta^\gamma}{1 - \beta^\gamma} \right] - \beta^\gamma - \sum_{i=0}^4 A_{i+\gamma} (\ln E)^i \right] \quad \text{Energy: } 1000 - 100000 \text{ keV}$$

که در رابطه بالا مقادیر S_{Low} و S_{High} و E به صورت ذیل تعریف می‌شوند:

$$S_{Low} = A_\gamma E^{0.45} \quad (2-43)$$

$$S_{High} = (A_r/E) \ln[1 + (A_f/E) + (A_d E)]$$

$$E = \text{Hydrogen.Energy} / \text{Hydrogen.Mass} [keV / amu]$$

که در این فرمول ضرایب برای توان توقف پروتون به شرح ذیل می باشد [۱۰۳]:

(۴۴-۲)

Element	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5	A_6	A_7	A_8	A_9	A_{10}	A_{11}	A_{12}
H[۱]	۱,۲۶۲	۱,۴۴	۲۴۲,۶	۱,۲E ۴	۰,۱۱۵۹	۰,۰۰۰۵۰۹۹	۵,۴۳۶E ۴	-۵,۰۵۲	۲,۰۴۹	-۰,۳۰۴۴	۰,۰۱۹۶۶	-۰,۰۰۰۴۶۵۹
C[۶]	۲,۶۳۱	۲,۹۸۹	۱۴۴۵	۹۵۷,۲	۰,۰۲۸۱۹	۰,۰۰۳۰۵۹	۱,۳۲۲E ۴	-۴,۳۸	۲,۰۴۴	-۰,۳۲۸۳	۰,۰۲۲۲۱	-۰,۰۰۰۵۴۱۷
N[۷]	۲,۹۵۴	۳,۳۵	۱۶۸۳	۱۹۰۰	۰,۰۲۵۱۳	۰,۰۰۳۵۶۹	۱,۱۷۹E ۴	-۵,۰۵۴	۲,۳۲۵	-۰,۳۷۱۳	۰,۰۲۵۰۶	-۰,۰۰۰۶۱۰۹
O[۸]	۲,۶۵۲	۳,۰۰	۱۹۲۰	۲۰۰۰	۰,۰۲۲۳	۰,۰۰۴۰۷۹	۱,۰۴۶E ۴	-۶,۷۳۴	۳,۰۱۹	-۰,۴۷۴۸	۰,۰۳۱۷۱	-۰,۰۰۰۷۶۶۹

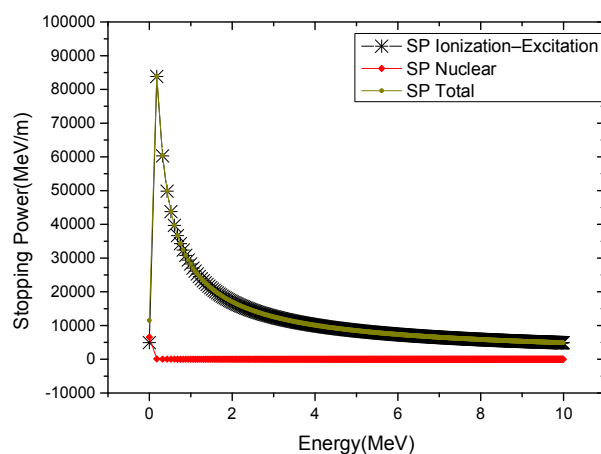
۲-۱۰-۴ منحنی توان توقف پروتون

ما با استفاده از فرمول های توان توقف پروتون و برنامه ای که به زبان برنامه نویسی فرترن نوشتیم توان توقف پروتون با انرژی ۱۰ MeV ناشی از یونش و برانگیزش و برهم کنش هسته ای را در چهار عنصر ماده معادل بافت نرم نوشتیم و با استفاده از فرمول ترکیب، توان توقف و برد را در ماده معادل بافت نرم محاسبه کردیم. نتایج مربوط به این حالت ها را در شکل های ۲-۹ و ۲-۱۰ رسم کردیم.

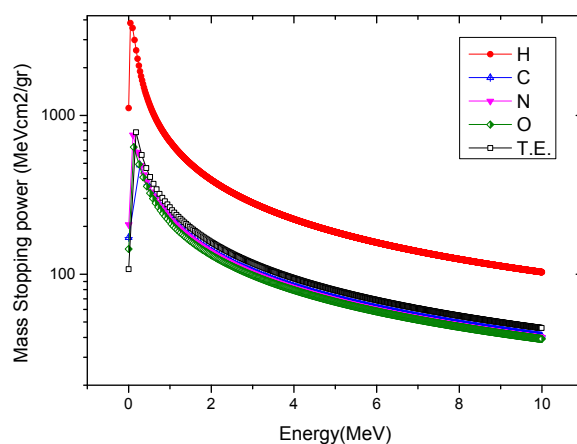
با توجه به نتایج، مشاهده می گردد که توان توقف ناشی از برهم کنش هسته ای نسبت به یونش و برانگیزش بسیار اندک است، به طوری که در ناحیه انرژی های پایین اهمیت آن بیش تر می شود و در سایر انرژی ها این توان توقف در توان توقف کل سهم ناچیزی خواهد داشت.

می توان گفت با کاهش انرژی و سرعت ذره، احتمال بیش تری برای برهم کنش ذره با هسته وجود دارد. با این وجود به منظور دقت بیش تر این توان توقف نیز در محاسبات در نظر گرفته شد.

با توجه به شکل ۲-۱۰ توان توقف پروتون های با انرژی ۱۰ MeV را در ماده معادل بافت نرم و هریک از عناصر تشکیل دهنده آن نشان می دهد.



شکل ۲-۹ توان توقف هسته‌ای، توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش و توان توقف کل برای پروتون‌ها از انرژی ۰,۳ MeV تا ۱۰ MeV در ماده معادل بافت نرم.

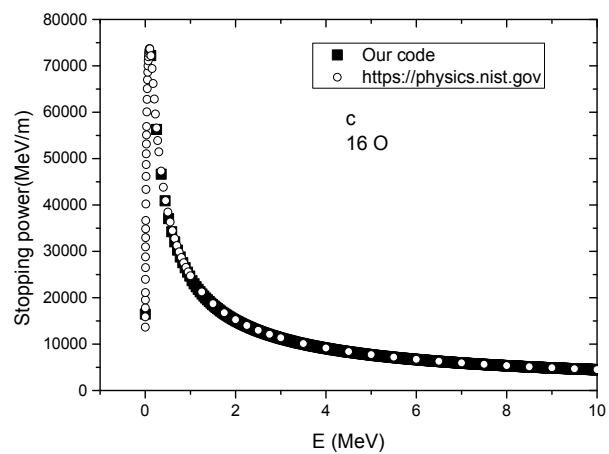
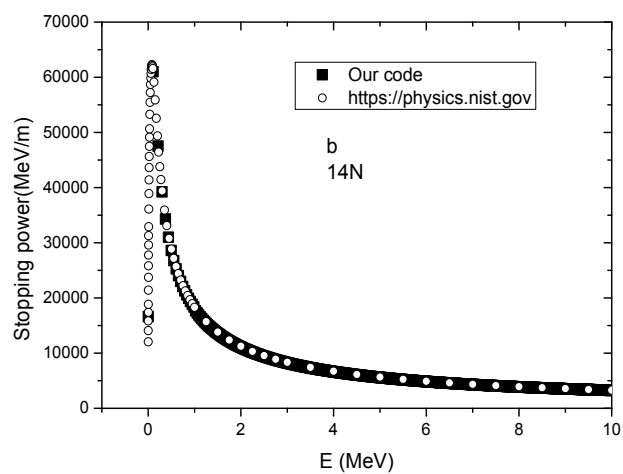
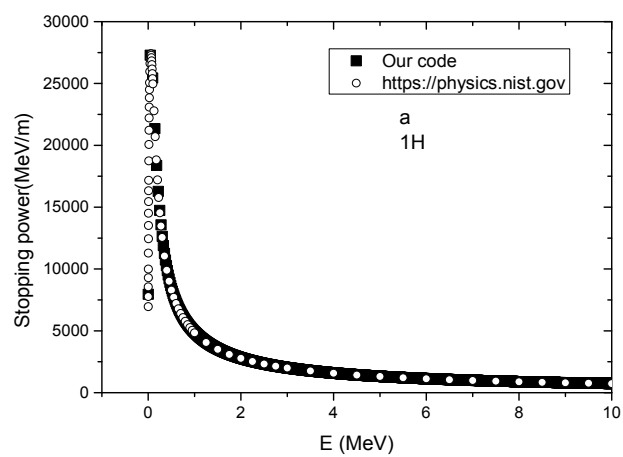


شکل ۲-۱۰ توان توقف کل پروتون‌ها در ناحیه انرژی ۰,۳ MeV تا ۱۰ MeV در ماده معادل بافت نرم و عناصر تشکیل‌دهنده آن

۲-۱۱ مقایسه توان توقف پروتون حاصل از کد نوشته شده در این

پژوهش با داده‌های سایت NIST^{۲۶}

^{۲۶} National Institute of Standards and Technology



شکل ۲-۱۱ توان توقف کل پروتون‌ها با انرژی 0.3 MeV تا 10 MeV در (a) هیدروژن، (b) اکسیژن، (c) نیتروژن.

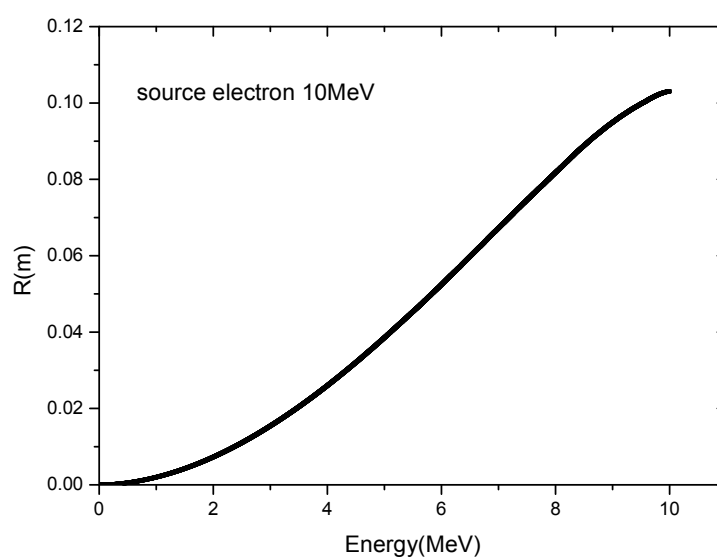
منحنی مشکی نتایج کد کامپیوتری و دایره‌های سفید نتایج مرجع [۱۰۴] است.

با استفاده از کد برنامه نویسی که به زبان فرترن برای محاسبه توان توقف نوشتیم، شکل توان توقف کل پروتون‌ها با انرژی ۰,۳ MeV تا ۱۰ MeV را در هیدروژن، اکسیژن، نیتروژن شبیه‌سازی کردیم. به منظور راستی‌آزمایی نتایج حاصل از کد نوشته شده در این پژوهش، نتایج آن را با داده‌های سایت <https://physics.nist.gov> مرجع [۱۰۴] مقایسه کردیم که نتایج حاصل از این مقایسه در شکل ۱۱-۲ رسم شده است. این شکل توافق خوبی بین داده‌های این سایت با برنامه نوشته شده توسط ما را نشان می‌دهد.

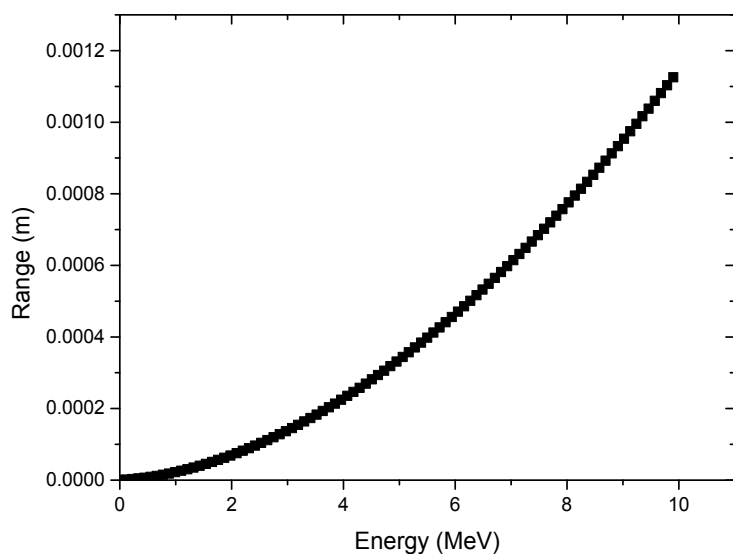
۱۲-۲ برد ذره

ذرات باردار متحرک انرژی جنبشی خود را طی عبور از ماده با الکترون‌ها و هسته اتم‌های ماده هدف از دست می‌دهند. سرانجام ذره متوقف می‌شود و تعداد لازم الکترون جذب می‌کند و خنثی می‌شود. ضخامت ماده‌ای که شار اولیه ذرات فرودی به نصف می‌رسد را برد متوسط ذره می‌نامند که با R نشان داده می‌شود. برد با رابطه زیر بدست می‌آید [۲]:

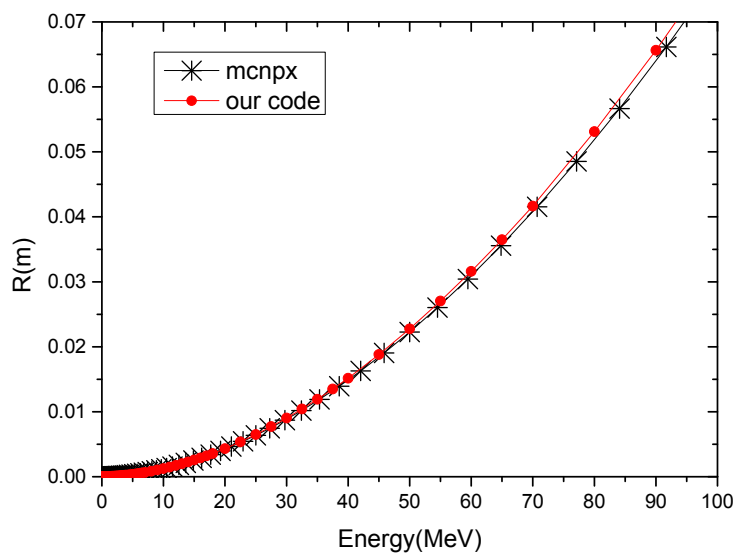
$$R = \int \frac{dE}{f(E)}, \quad \left(-\frac{dE}{dx}\right) = f(E) \quad (۴۵-۲)$$



شکل ۱۲-۲ منحنی برد الکترون تا انرژی ۱۰ MeV در ماده معادل بافت



شکل ۲-۱۳ منحنی برد پروتون تا انرژی ۱۰ MeV در ماده معادل بافت نرم



شکل ۲-۱۴ محاسبه برد پروتون در آب. منحنی مشکی رنگ نتایج کد MCNPX و منحنی قرمز رنگ نتایج حاصل از کد ما.

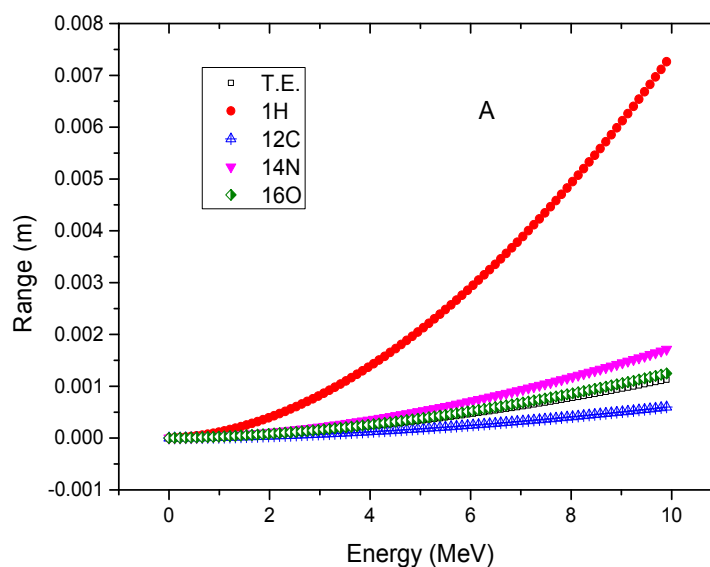
برای محاسبه برد الکترون و پروتون با انرژی ۱۰ MeV در ماده معادل بافت نرم با توجه به رابطه فوق (۲-۴۵) دو کد محاسباتی دیگر به زبان فرترن نوشتیم که نتایج آن در شکل‌های ۲-۱۲ و ۲-۱۳ رسم

شده است. ما برای محاسبه برد الکترون فرمول Tan and He که به واقعیت نزدیکتر است را استفاده کردیم.

همچنین به منظور اعتبارسنجی کد ما در محاسبه برد، برد پروتون را در آب شبیه‌سازی کردیم و نتایج حاصل از آن را با نتایج حاصل از کد MCNPX در شکل ۲-۱۴ رسم و مقایسه کردیم. این شکل توافق خوبی را بین نتایج برنامه ما با نتایج کد MCNPX نشان می‌دهد.

۲-۱۳ تخمین نسبتا دقیق فرمول‌های برد پروتون در ماده معادل

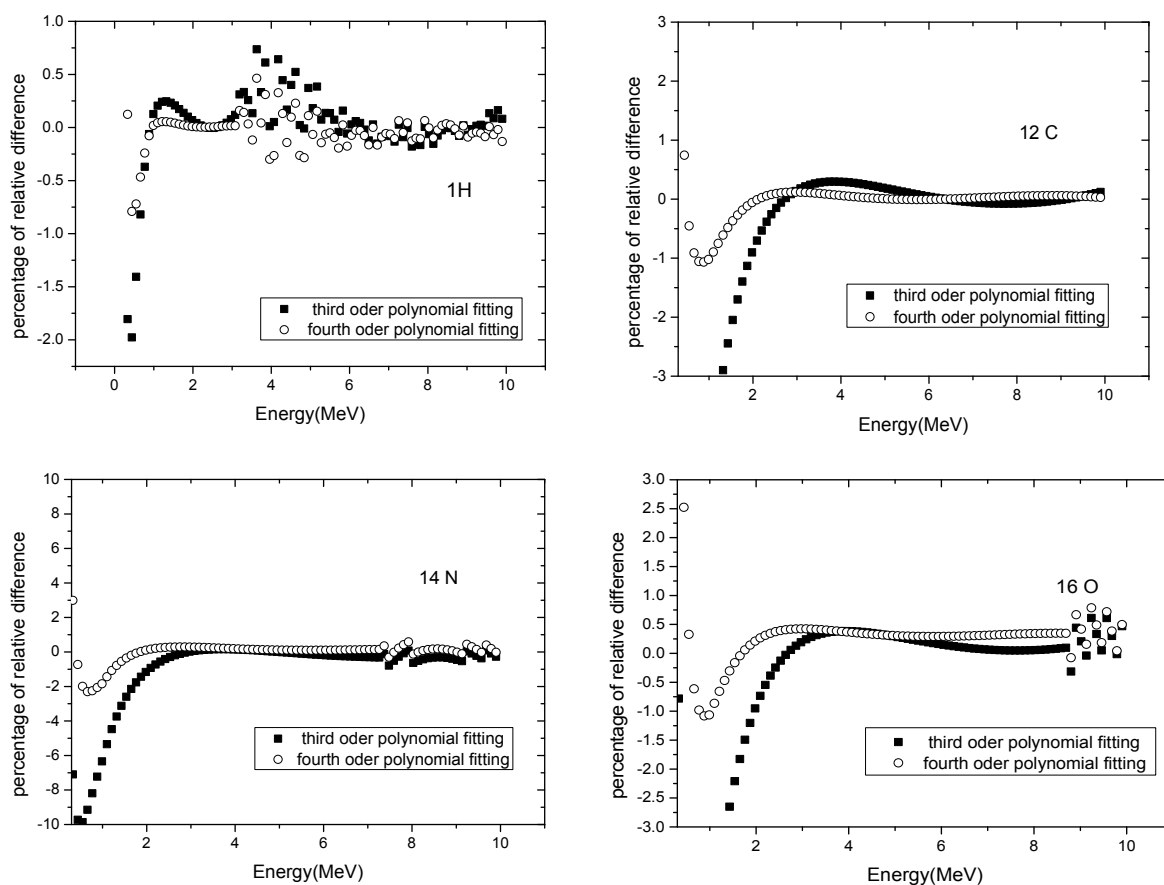
بافت و عناصر آن



شکل ۲-۱۵ منحنی برد بر حسب انرژی پروتون در ماده معادل بافت نرم و عناصر آن

با استفاده از فرمول‌های توان توقف پروتون و برنامه‌ای که به زبان برنامه‌نویسی فترن نوشتیم، توان توقف و در نتیجه آن برد پروتون با انرژی ۱۰ MeV را در ماده معادل بافت نرم و چهار عنصر آن بدست آوردیم. با استفاده از این کد برنامه نویسی، علاوه بر برد، توان توقف ناشی از برهم‌کنش‌های هسته‌ای و توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش و توان توقف کل را محاسبه کردیم. شکل ۲-۱۵ منحنی برد

پروتون در ماده معادل بافت نرم و عناصر آن را نشان می‌دهد.



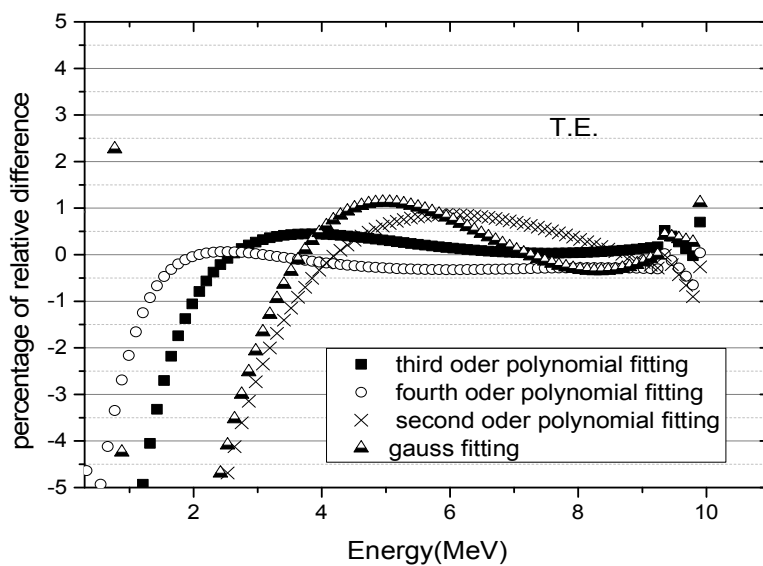
شکل ۲-۱۶ درصد اختلاف نسبی برد پروتون حاصل از کد ما با چند جمله‌ای درجه سوم و چهارم برازش یافته، در

عناصر ماده معادل بافت در بازه انرژی‌های ۰٫۳ MeV تا ۱۰ MeV

در گام بعد، به منظور محاسبه فرمول داده‌های سریع و دقیق برای برد پروتون در ماده معادل بافت نرم و عناصر تشکیل دهنده آن، اقدام به برازش حاصل از داده‌های کد ما با منحنی‌های چندجمله‌ای درجه دو و بالاتر و منحنی نمایی و گاوسی نمودیم. سپس برای مقایسه بهتر درصد اختلاف نسبی بین نتایج حاصل از فرمول برازش داده شده و نتایج حاصل از کد نوشته شده در این پژوهش را در شکل ۲-۱۶ رسم نمودیم.

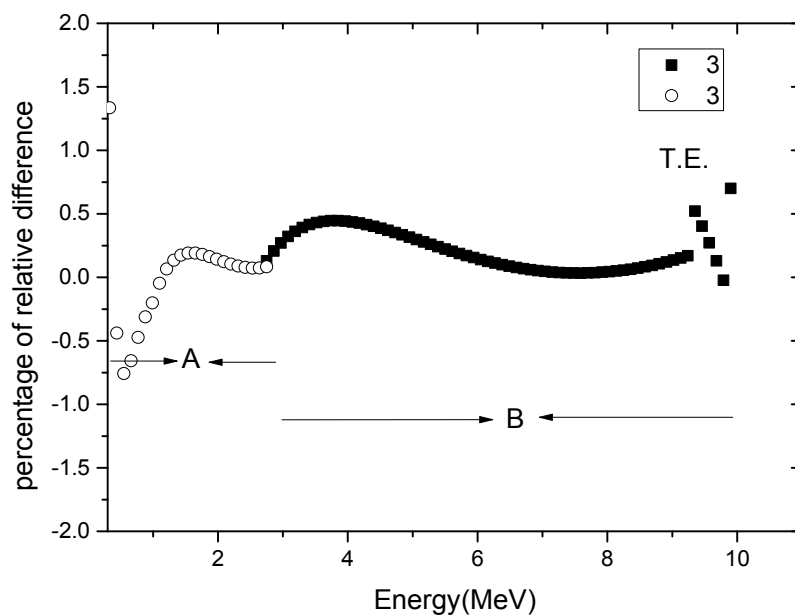
برای برد پروتون در هیدروژن، بهترین برازش در گستره وسیعی از انرژی‌ها با درصد اختلاف نسبی کمتر از ۰٫۵٪ می‌باشد. برای کربن کمینه اختلاف ۰٫۲٪ و بیشینه اختلاف ۱٫۱٪ است. ضرایب بهترین

برازش‌های پروتون با $R\text{-Square}=1$ در این مواد در جدول ۱-۲ نشان داده شده است.



شکل ۱۷-۲ درصد اختلاف نسبی برد پروتون حاصل از کد ما با منحنی‌های برازش یافته، چند جمله‌ای درجه دوم

تا چهارم و منحنی گاوسی در معادل بافت در بازه انرژی‌های ۰.۳ MeV تا ۱۰ MeV



شکل ۱۸-۲ درصد اختلاف نسبی برد پروتون در ماده معادل بافت نرم بین دو برازش چندجمله‌ای مرتبه سوم در

دو ناحیه انرژی $0.3 \leq E(\text{MeV}) < 3$ A و $3 \leq E(\text{MeV}) < 10$ B با داده‌های کد ما

برای پروتون در نیتروژن، در ناحیه وسیعی از انرژی، درصد اختلاف نسبی کمتر از ۰,۵٪ و در ناحیه انرژی‌های زیر ۱ MeV بیشینه ۳٪ می‌باشد. برای اکسیژن در ناحیه وسیعی از انرژی‌ها کمتر از ۰,۵٪ و در انرژی‌های زیر ۲ MeV ماکزیمم خطا ۲,۵٪ است.

برد پروتون در ماده معادل بافت نرم را با چند جمله‌ای‌های مرتبه دوم، سوم، چهارم و گاوسی برازش دادیم که درصد اختلاف نسبی برد پروتون حاصل از کد ما با منحنی‌های برازش یافته در شکل ۲-۱۷ رسم شده است. بنابراین برای پروتون‌ها با انرژی بزرگتر از ۰,۳ MeV بهترین برازش دو چندجمله‌ای درجه سوم با بازه‌های A و B است که نمودار آن در شکل ۲-۱۸ رسم شده است. برای پروتون در ماده معادل بافت نرم بهترین برازش در یک گستره وسیعی از انرژی‌ها کمتر از ۰,۵٪ و در ۰,۵۵ MeV؛ بیشینه ۰,۷۵٪ را دارد.

۲-۱۴ مقایسه توان توقف کد SRIM با MCNP

کد SRIM^{۲۷} کدی است که برای محاسبه کمیت‌های فیزیکی متنوع و از جمله ذخیره انرژی و اثرات برهم‌کنش ذرات با ماده به کار می‌رود. نام این کد به اختصار از عبارت توقف و برد یون‌ها در ماده SRIM (The stopping and range of ions in matter) گرفته شده است. نتایج توان توقف حاصل از این کد توافق خوبی با داده‌های تجربی دارد [۹۲].

در این قسمت داده‌های این کد را با کد MCNP مقایسه کردیم. ابتدا با استفاده از کد SRIM در پلاستیک معادل بافت ۱۵۰-A برای پروتون تا انرژی ۱۰ MeV، توان توقف را محاسبه کردیم. توان توقف کل را از مجموع توان توقف هسته‌ای و توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش بدست آوردیم، که در شکل ۲-۱۹ منحنی‌های مربوط به توان توقف کل، یونش و برانگیزش و هسته‌ای حاصل از این کد را رسم کردیم.

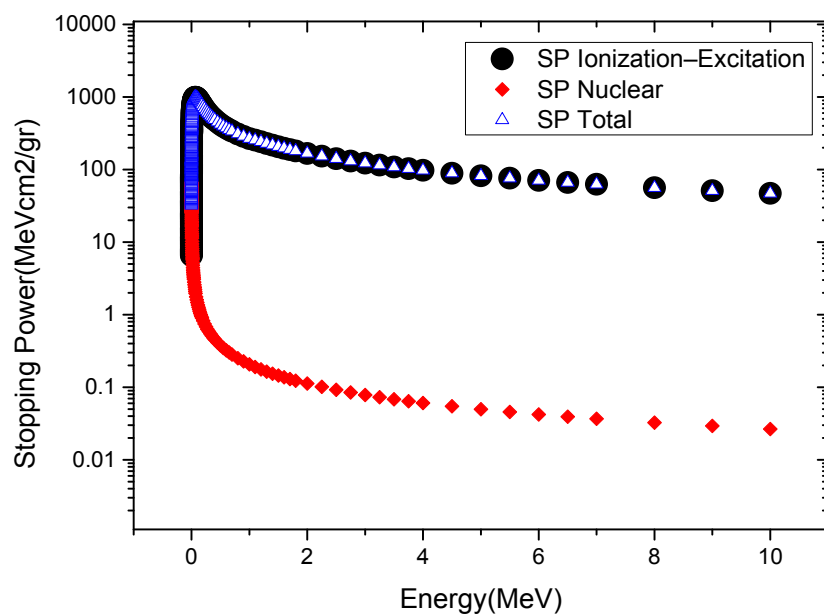
^{۲۷}The Stopping and Range of Ions in Matter

جدول ۱-۲ ضرایب بدست آمده از بهترین فیت‌ها برای برد پروتون در ماده معادل بافت نرم و عناصر آن. انرژی پروتون فرودی $0.3 \leq E(\text{MeV}) < 10$ و هیدروژن و ماده معادل بافت نرم برای دقت بالاتر به ترتیب به دو ناحیه $0.3 \leq E(\text{MeV}) < 3$ و $3 \leq E(\text{MeV}) < 10$ تقسیم شده است.

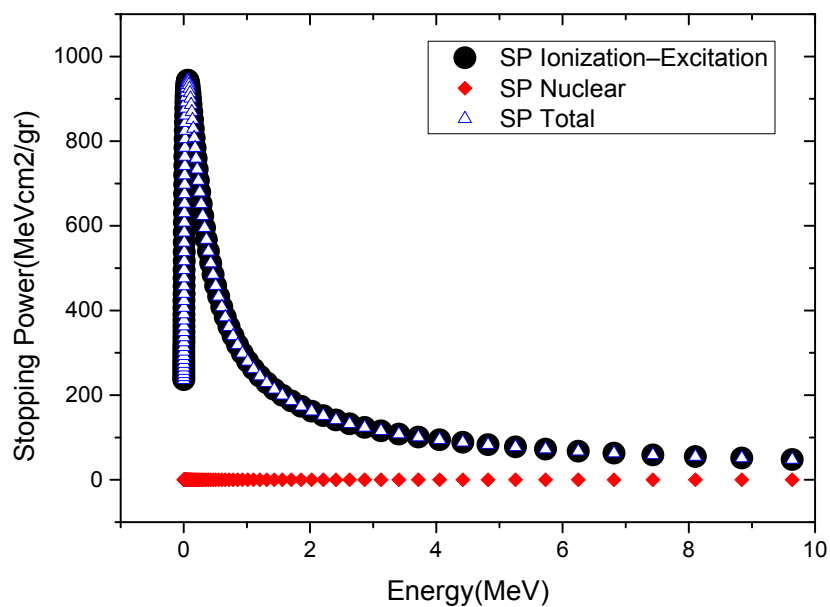
a	b	c	d	عنصر / معادله
2.68×10^{-5} , 3.68×10^{-5}	9.59×10^{-5} , 8.53×10^{-5}	-5.69×10^{-6} , -2.20×10^{-6}	4.44×10^{-7} , 7.70×10^{-8}	^1_1H $y = ax + bx^{\gamma} + cx^{\gamma} + dx^{\gamma}$
6.51×10^{-6}	6.64×10^{-6}	-1.72×10^{-7}	5.16×10^{-9}	$^{12}_6\text{C}$ $y = ax + bx^{\gamma} + cx^{\gamma} + dx^{\gamma}$
1.81×10^{-5}	1.94×10^{-5}	-5.56×10^{-7}	1.76×10^{-8}	$^{14}_7\text{N}$ $y = ax + bx^{\gamma} + cx^{\gamma} + dx^{\gamma}$
1.47×10^{-5}	1.38×10^{-5}	-3.76×10^{-7}	1.15×10^{-8}	$^{16}_8\text{O}$ $y = ax + bx^{\gamma} + cx^{\gamma} + dx^{\gamma}$
9.11×10^{-6} , 1.25×10^{-5}	1.39×10^{-5} , 1.17×10^{-5}	-4.93×10^{-7} , -1.53×10^{-7}	-	T.E. $y = ax + bx^{\gamma} + cx^{\gamma}$

همان‌طور که در این شکل مشاهده می‌شود در توان توقف کل سهم بیش‌تر، از آن توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش است و تنها در ناحیه انرژی‌های پایین؛ توان توقف هسته‌ای قابل ملاحظه خواهد شد.

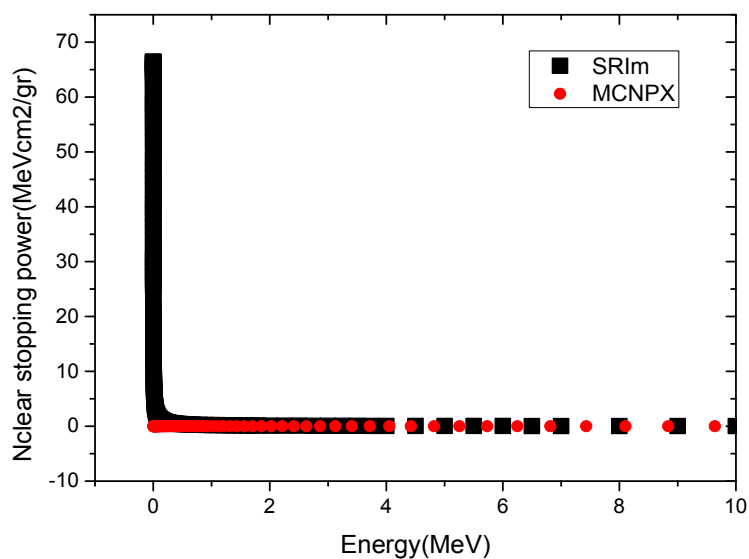
سپس با استفاده از کد برنامه نویسی MCNPX یک بلوکه از پلاستیک معادل بافت A-150 در مقابل باریکه پروتون با انرژی 10 MeV در نظر گرفتیم و با استفاده از نتایج این برنامه، توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش، هسته‌ای و کل را بدست آوردیم. در شکل ۲-۲۰ نتایج حاصل از این کد برای سه توان توقف در ماده مورد نظر، مشاهده می‌شود. عناصر و درصد‌های وزنی پلاستیک معادل بافت A-150 در جدول ۱-۴ بیان شده است.



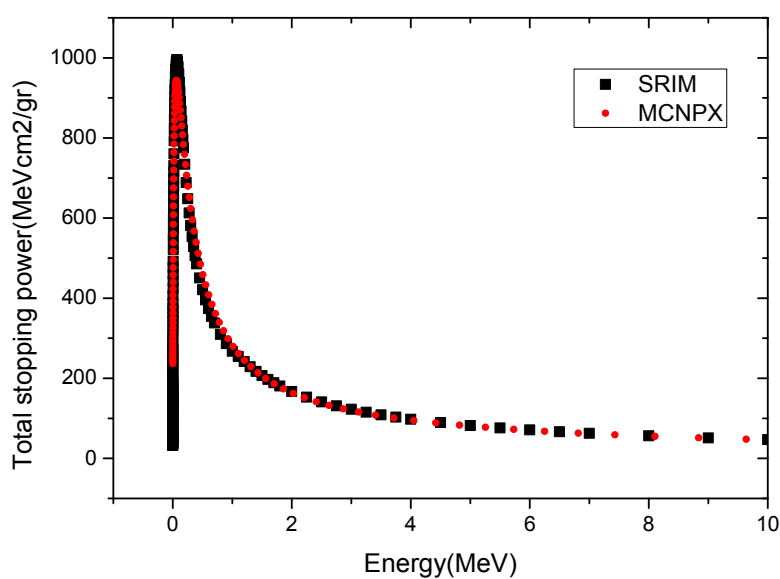
شکل ۲-۱۹ توان توقف کل، هسته‌ای و ناشی از یونش و برانگیزش برای پروتون در پلاستیک معادل بافت با استفاده از کد SRIM.



شکل ۲-۲۰ توان توقف کل، هسته‌ای و ناشی از یونش و برانگیزش برای پروتون در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ با استفاده از کد MCNPX.



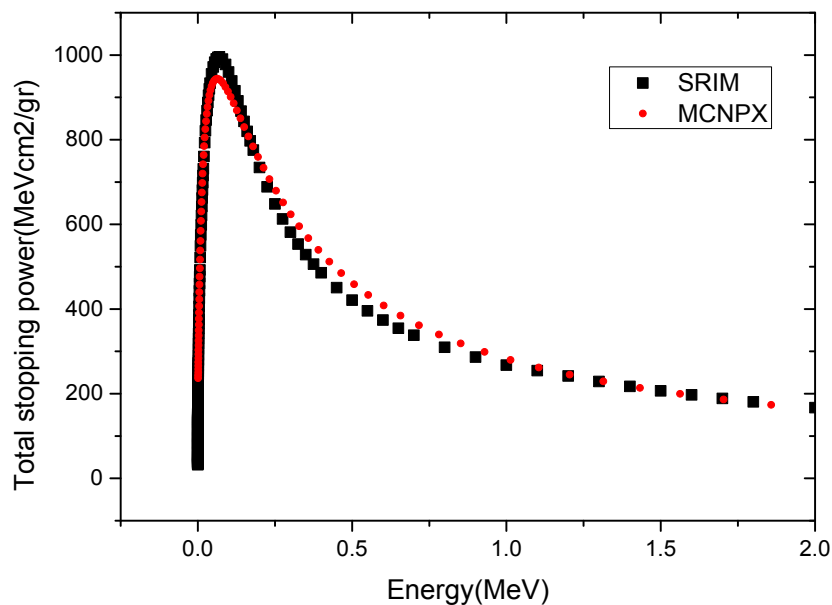
شکل ۲-۲۱ مقایسه توان توقف هسته‌ای برای پروتون در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ با استفاده از دو کد SRIM و MCNPX



شکل ۲-۲۲ توان توقف کل برای پروتون در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ با استفاده از دو کد SRIM و MCNPX

از شکل ۲-۲۰ مشاهده می‌شود که کد MCNPX توان توقف هسته‌ای را برای این عنصر محاسبه نکرده و توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش با توان توقف کل برابر است. سپس در ادامه به منظور مقایسه

بهتر دو کد MCNPX و SRIM، نمودار مربوط به توان توقف هسته‌ای حاصل از این دو کد را در شرایط مذکور در شکل ۲-۲۱ رسم کردیم.



شکل ۲-۲۳ توان توقف کل برای پروتون در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ با استفاده از دو کد SRIM و MCNPX تا انرژی ۲ MeV.

همچنین در شکل ۲-۲۲ نمودار مربوط به توان توقف کل پروتون در پلاستیک A-۱۵۰ را در این دو کد رسم کردیم.

همان‌طور که از شکل ۲-۲۲ مشاهده می‌شود توان توقف پروتون در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ در دو کد تطابق نسبتاً خوبی دارد. البته باید توجه داشت که در ناحیه انرژی‌های پایین کد MCNPX ورژن ۲,۶ داده‌ای برای توان توقف ثبت نشده است. به منظور بررسی دقیق‌تر، نمودار شکل فوق را تا انرژی ۲ MeV در شکل ۲-۲۳ رسم کردیم.

با تقریب خوبی می‌توان از کد MCNPX ورژن ۲,۶ نیز برای بدست آوردن توان توقف پروتون در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ استفاده کرد و نتایج توان توقف دو کد MCNPX و SRIM با هم تطابق خوبی دارند.

۲-۱۵ چند پارامتر موثر بر توان توقف و برد

عوامل متعددی می‌تواند بر توان توقف و برد موثر باشد. در این بخش چند پارامتر موثر بر توان توقف و برد از جمله ماده هدف، چگالی و پهن‌شدگی را بررسی کردیم که نتایج آن به تفکیک در ادامه بیان شده است.

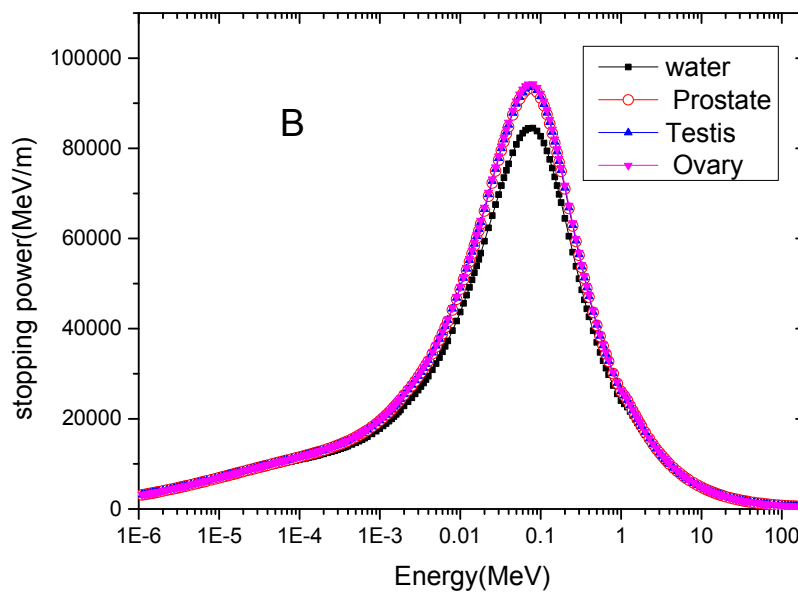
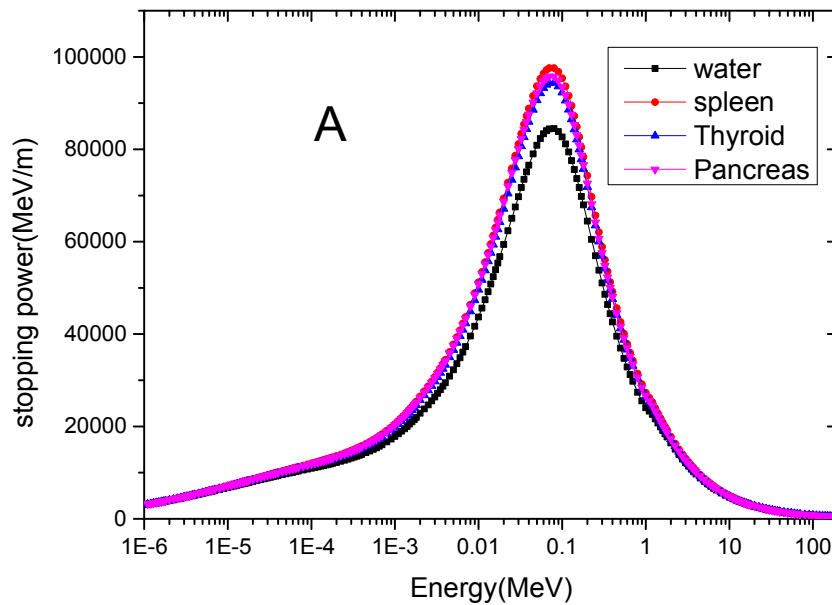
۲-۱۵-۱ تاثیر ماده هدف بر توان توقف و برد

به منظور بررسی تاثیر مهم ماده هدف بر توان توقف و برد در این قسمت مواد با عناصر و درصدهای تشکیل دهنده نزدیک به هم را در نظر گرفته و تاثیر ماده هدف را بر توان توقف و برد بررسی کردیم. در نتیجه همگن بودن آب و نزدیکی ضرایب جذب آب به بافت‌های نرم و همچنین نزدیک بودن چگالی آب به بافت‌های بدن، در بیش‌تر آزمایش‌های تجربی و شبیه‌سازی، آب به جای ارگان‌های بدن استفاده می‌شود. بنابراین در این بخش، استفاده از آب به جای ارگان‌های بدن بررسی شد، لذا شش ارگان مهم و حساس شامل طحال، تیروئید، پانکراس، پروستات، بیضه، تخمدان و آب را به عنوان ماده هدف، تحت بررسی قرار دادیم. عناصر و درصدهای تشکیل دهنده این ارگان‌ها در جدول ۲-۲ درج شده است. با استفاده از کد SRIM توان توقف پروتون را در این ارگان‌ها و آب بدست آوردیم. منحنی توان توقف پروتون بر حسب انرژی در این ارگان‌ها و در آب در شکل ۲-۲۴ رسم شده است. این شکل نشان می‌دهد که توان توقف پروتون در آب و در این ارگان‌ها متفاوت است.

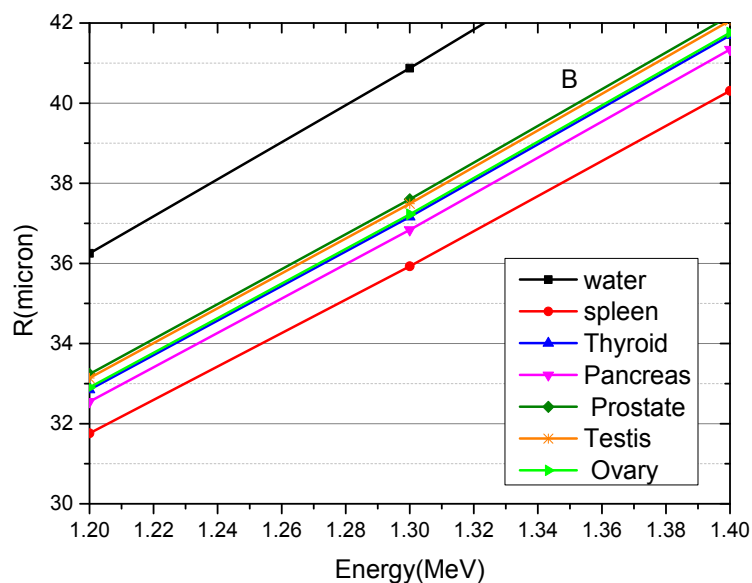
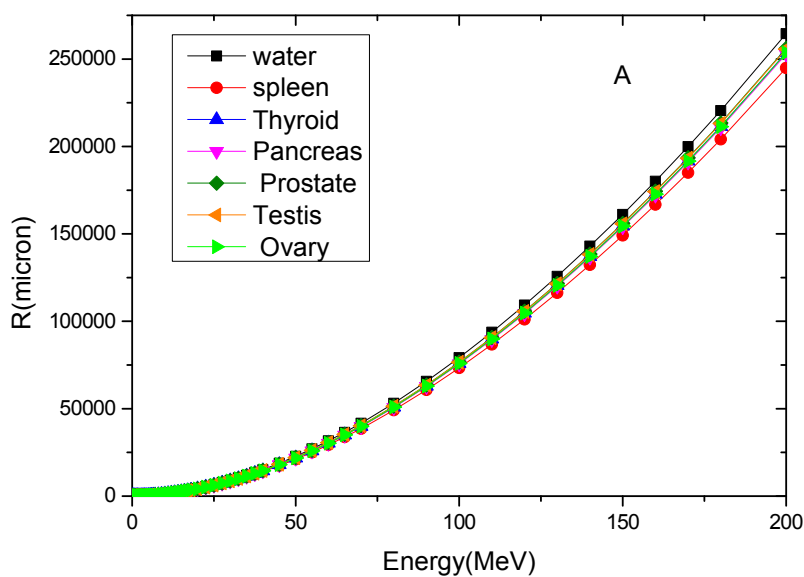
سپس برد پروتون را در آب و این ارگان‌ها با استفاده از کد برنامه نویسی که به زبان فرترن نوشتیم محاسبه کردیم که نتایج آن در شکل ۲-۲۵ رسم شده است.

در سایت‌های ماکرو، با تقریب خوبی برد پروتون در آب می‌تواند معادل با برد پروتون در این ارگان‌ها باشد. با این وجود، وقتی ابعاد سایت کوچک می‌شود و به ابعاد میکرو تبدیل می‌شود، در نتیجه اختلاف در توان توقف و برد، اختلاف بین آب و این ارگان‌ها قابل ملاحظه است. برای مثال، برای پروتون با انرژی

۱۰ MeV، مقدار برد در آب ۱,۲۵ میلی متر است، در حالی که مقدار برد در طحال و تیروئید به ترتیب ۱,۲ و ۱,۴ میلی متر خواهد بود.



شکل ۲-۲۴ منحنی توان توقف پروتون بر حسب انرژی در آب (منحنی مشکی رنگ) در قیاس با ارگان‌های مختلف (A) طحال (قرمز)، تیروئید (آبی) و پانکراس (بنفش) (B) پروستات (قرمز)، بیضه (آبی)، تخمدان (بنفش)



شکل ۲-۲۵ برد پروتون بر حسب انرژی پروتون فرودی، (A) تا انرژی ۲۰۰ و (B) بازه انرژی ۱,۲ MeV تا ۱,۴ MeV در آب (منحنی مشکی رنگ)، در قیاس با طحال (قرمز)، تیروئید (آبی روشن)، پانکراس (صورتی)، پروستات (سبز تیره)، بیضه (نارنجی) و تخمدان (سبز روشن)

با توجه به شکل مشاهده می‌شود پروتون‌هایی با انرژی‌های ۱,۲ MeV تا ۱,۴ MeV، کمترین برد را در بافت طحال و بزرگترین برد را در بافت پروستات دارند. با فرض اینکه پروتون در خط راست حرکت کند، پروتون با انرژی ۱,۳ MeV تقریباً در سایت ۳۶ میکرونی طحال و همین پروتون در سایت ۳۷,۶ میکرونی

پروستات تمام انرژی خودش را ذخیره می‌کند. بنابراین این پروتون در سایت ۳۶ تا ۳۸ میکرونی از ارگان‌های ذکر شده، متوقف خواهد شد. اما اگر همان پروتون در آب حرکت کند، کل انرژی خودش را تقریباً در سایت ۴۱ میکرونی ذخیره خواهد کرد. بنابراین برای پروتون با انرژی ۱,۳ MeV در سایت ۳۸ میکرونی، اگر از آب به جای ارگان‌های بدن استفاده شود، این پروتون تمام انرژی خود را در ماده به جا نمی‌گذارد و بنابراین بخشی از انرژی ذره در بیرون سایت ذخیره می‌شود.

جدول ۲-۲ عناصر و درصدهای وزنی شش ارگان بدن [۹۲]

پروستات		پانکراس		تخم‌دان		تیروئید		بیضه		طحال	
عناصر	کسر وزنی	عناصر	کسر وزنی	عناصر	کسر وزنی	عناصر	کسر وزنی	عناصر	کسر وزنی	عناصر	کسر وزنی
H	۱۰,۵	H	۱۰,۶۲	H	۱۰,۵۲	H	۱۰,۴۲	H	۱۰,۶۱	H	۱۰,۳۱
C	۸,۹	C	۱۶,۹۳	C	۹,۳۲	C	۱۱,۹۲	C	۹,۹۱	C	۱۱,۳۱
N	۲,۵	N	۲,۲	N	۲,۴	N	۲,۴	N	۲	N	۳,۲
O	۷۷,۴	O	۶۹,۵۴	O	۷۶,۹۵	O	۷۴,۶۵	O	۷۶,۶۸	O	۷۴,۱۷
Na	۰,۲	P	۰,۲	P	۰,۲	Na	۰,۲	Na	۰,۲	P	۰,۳
P	۰,۱	S	۰,۱	S	۰,۲	Cl	۰,۲	S	۰,۲	S	۰,۲
S	۰,۲	Cl	۰,۲	Cl	۰,۲	K	۰,۱	Cl	۰,۲	Cl	۰,۲
K	۰,۲	K	۰,۲	K	۰,۲	I	۰,۱	K	۰,۲	K	۰,۳

در پرتو درمانی، تابش باید به گونه‌ای باشد که علاوه بر این که تومور را پوشش دهد، امکان رسیدن پرتو به بافت‌ها و ارگان‌های سالم اطراف را کمینه کند [۱۰۶]. بنابراین همانگونه که پیشتر بیان شد، با جایگزینی آب به جای ارگان‌های مذکور و با فرض اینکه تومور داخل سایت قرار گرفته باشد، پرتو از سایت خارج شده و به بافت‌ها و ارگان‌های مجاور آسیب وارد می‌کند و مخصوصاً زمانی که تومور نزدیک ارگان‌های حیاتی بدن قرار گرفته باشد، به این ارگان‌های حیاتی نیز صدمه می‌رساند.

به منظور مطالعه و مقایسه اختلاف بین برد پروتون در آب و ارگان‌ها، برد پروتون بر حسب انرژی پروتون فرودی در آب و ارگان‌ها محاسبه شده، که در جدول ۲-۳ نمایش داده شده است. بر طبق این

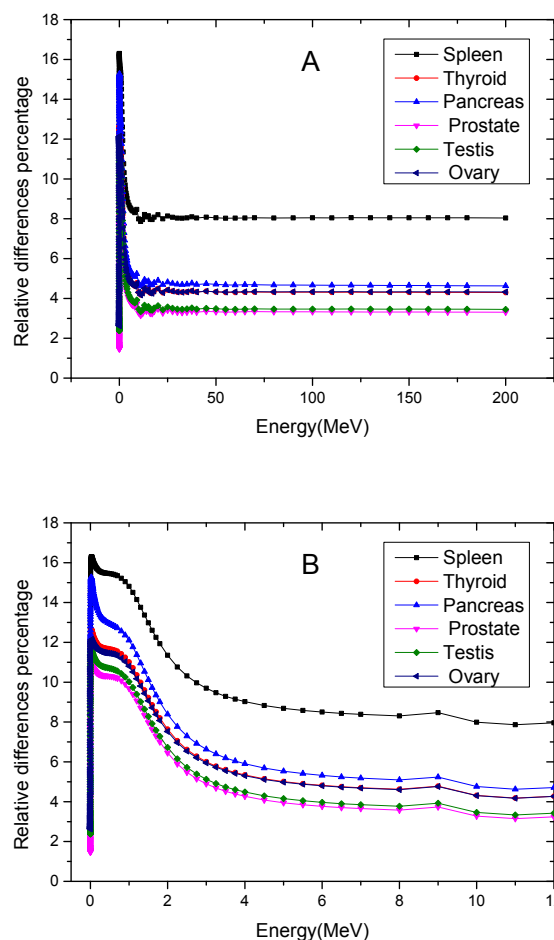
جدول، پروتون‌ها با انرژی‌های بالاتر برد بیشتری دارند. هرچه انرژی پروتون بیشتر باشد، سرعت پروتون بیشتر است و پروتون فرصت کمتری برای برهم‌کنش با ماده را دارند، بنابراین احتمال برخورد کاهش می‌یابد و در نتیجه آن برد افزایش می‌یابد. همچنین مشاهده می‌شود که در انرژی‌های کم، اختلاف برد پروتون در آب در قیاس با ارگان‌های مختلف افزایش می‌یابد. از این رو محاسبه دقیق برد پروتون در میکرودوزیمتری بسیار مهم بوده و استفاده از آب به جای ارگان‌ها باعث یک خطای معین در محاسبات میکرودوزیمتری به ویژه در انرژی‌های پایین می‌شود.

جدول ۲-۳ برد (میکرون) پروتون در ارگان‌های مختلف بر حسب انرژی (کیلوالکترون ولت)

پانکراس	تیروئید	طحال	پروستات	بیضه	تخمدان	آب	Energy (keV)
۰,۰۰۱۹۴	۰,۰۰۱۹۷	۰,۰۰۱۹۲	۰,۰۰۱۹۹	۰,۰۰۱۹۸	۰,۰۰۱۹۷	۰,۰۰۲۰۳	۰,۰۱
۰,۰۱۰۶۸	۰,۰۱۰۸۹	۰,۰۱۰۵۸	۰,۰۱۱۰۱	۰,۰۱۰۹۳	۰,۰۱۰۸۹	۰,۰۱۱۴۲	۰,۱
۰,۰۶۴۹۳	۰,۰۶۶۳	۰,۰۶۴۳۲	۰,۰۶۷۲۵	۰,۰۶۶۷۸	۰,۰۶۶۵	۰,۰۷۲۳۲	۱
۰,۳۱۰۲۳	۰,۳۱۷۵۴	۰,۳۰۷۷۱	۰,۳۲۲۷۵	۰,۳۲۰۵۲	۰,۳۱۹۰۷	۰,۳۵۶۳۹	۱۰
۱,۳۶۰۶۶	۱,۳۸۶۳۱	۱,۳۴۱۸	۱,۴۰۶۲۲	۱,۳۹۸۴۱	۱,۳۹۰۶۶	۱,۵۵۵۸۲	۱۰۰
۲۴,۵۶۲۰۱	۲۴,۸۰۲۵۸	۲۳,۹۸۲۷۴	۲۵,۱۰۳۳۶	۲۵,۰۲۶۲۳	۲۴,۸۴۹۷۴	۲۷,۵۳۴۹۳	۱۰۰۰
۱۱۹۳,۱۸۴	۱۱۹۸,۳۱۱	۱۱۵۷,۴۷۶	۱۲۱۰,۳۵۱	۱۲۰۸,۱۸۳	۱۱۹۸,۴۵۱	۱۲۵۲,۵۰۵	۱۰۰۰۰
۲۱۷۳۵,۹۸	۲۱۸۱۴,۸۴	۲۱۰۶۴,۰۳	۲۲۰۲۶,۳۵	۲۱۹۹۳,۵۴	۲۱۸۱۴,۵۷	۲۲۷۵۹,۱۴	۵۰۰۰۰
۷۵۶۶۸,۴۹	۷۵۹۲۵,۳۴	۷۳۳۰۱,۲۴	۷۶۶۴۹,۹۸	۷۶۵۴۵,۳۲	۷۵۹۰۹,۱۴	۷۹۱۹۹,۴	۱۰۰۰۰۰
۲۵۲۸۴۲,۶	۲۵۳۶۵۳,۱	۲۴۴۸۶۲,۳	۲۵۶۰۷۴,۸	۲۵۵۷۲۰,۱	۲۵۳۵۷۷,۷	۲۶۴۵۵۳,۶	۲۰۰۰۰۰

سپس درصد اختلاف نسبی برد پروتون در آب در قیاس با ارگان‌های ذکر شده را محاسبه کردیم. نتایج این درصد اختلاف نسبی در شکل ۲-۲۶ نشان داده شده است. این شکل نشان می‌دهد که مقدار اختلاف نسبی برد پروتون آب نسبت به ارگان‌ها، در طحال بیشترین و در پروستات کمترین مقدار است.

با توجه به این شکل در محدوده وسیعی از انرژی پروتون، درصد اختلاف نسبی برد پروتون در طحال ۸,۶٪ و برای پروستات ۳,۹۵٪ است و در پروتون‌های پر انرژی این اختلاف نسبی ثابت است. همچنین مشاهده می‌شود که زمانی که به پروتون‌ها با انرژی کمتر از ۱۰ MeV نزدیک می‌شویم، این درصد اختلاف نسبی با شیب نسبتاً تندی افزایش می‌یابد.



شکل (۲-۲۶) درصد اختلاف برد پروتون (A) تا انرژی ۲۰۰ MeV و (B) تا انرژی ۱۲ MeV در هر یک از ارگان‌های طحال (مشکی)، تیروئید (قرمز)، پانکراس (آبی روشن)، پروستات (صورتی)، بیضه (سبز) و تخمدان (آبی تیره) نسبت به آب.

در ادامه با کدی که به زبان برنامه‌نویسی فترن نوشتیم، انرژی ذخیره شده پروتون در آب و این ارگان‌ها در سایت یک و ۱۰۰ میکرونی محاسبه شد که در جدول ۲-۴ این انرژی برای آب در قیاس با سایر ارگان‌ها نشان داده شده است.

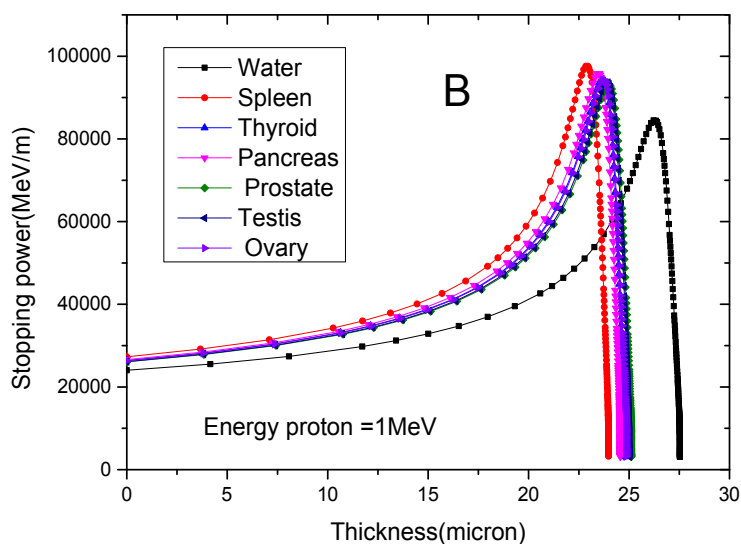
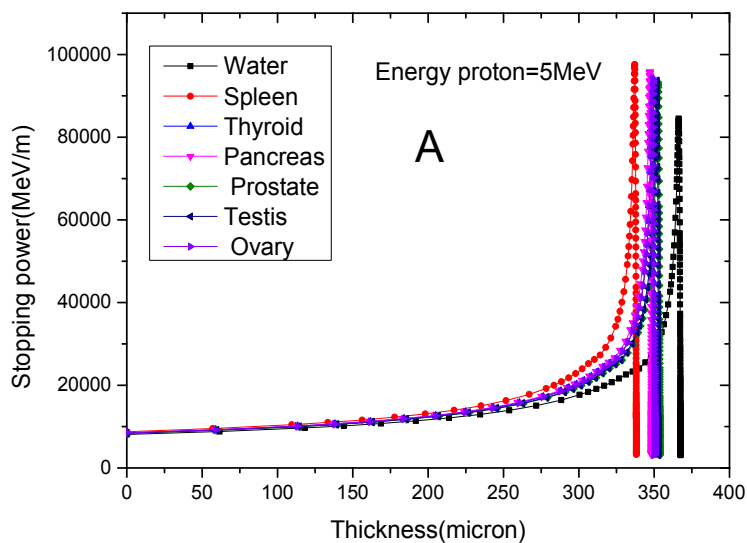
همانطور که از این جدول استنباط می‌شود در سایت ۱۰۰ میکرونی در انرژی‌های پایین اختلاف انرژی ذخیره شده در آب و ارگان‌ها زیاد است اما به محض اینکه انرژی پروتون افزایش می‌یابد، این مقدار به سرعت کاهش می‌یابد. همچنین در سایت یک میکرونی برای پروتون‌ها با انرژی ۱۵۰ MeV انرژی ذخیره شده در طحال ۱۲,۷۵ کیلو الکترون ولت بیشتر از آب است و در سایت ۱۰۰ میکرونی در پروتون‌ها

با انرژی ۲,۵ MeV این اختلاف ۴۱۵,۳ کیلو الکترون ولت است، که اختلاف انرژی ذخیره شده برای پروتون‌ها در آب در قیاس با ارگان‌ها قابل ملاحظه است.

جدول ۲-۴ انرژی ذخیره شده پروتون (keV) در آب و ارگان‌ها در سایت یک و ۱۰۰ میکرونی

سایت ۱ میکرونی							انرژی
طحال	تیروئید	پانکراس	پروستات	بیضه	تخمدان	آب	(keV)
۹۲,۷۵	۸۸,۹۲	۹۰,۸۵	۸۸,۵۷	۸۸,۸۵	۸۹,۳۹	۸۰,۰۰	۱۵۰
۴۲,۷۴	۴۱,۳۲	۴۱,۶۷	۴۰,۶۵	۴۰,۹۸	۴۰,۹۸	۳۷,۰۴	۵۰۰
۲۷,۰۳	۲۶,۳۲	۲۶,۳۲	۲۶,۳۲	۲۶,۳۲	۲۷,۰۳	۲۴,۳۹	۱۰۰۰
۸,۷۷	۸,۴۷	۸,۴۷	۸,۳۳	۸,۳۳	۸,۴۷	۸,۰۶	۵۰۰۰
۴,۹۸	۴,۸۳	۴,۹۵	۴,۷۶	۴,۷۶	۴,۸۳	۴,۷۶	۱۰۰۰۰
۱,۳۵	۱,۳۲	۱,۳۲	۱,۳۲	۱,۳۲	۱,۳۲	۱,۲۵	۵۰۰۰۰
۰,۸۰	۰,۷۷	۰,۷۷	۰,۷۶	۰,۷۶	۰,۷۷	۰,۷۳	۱۰۰۰۰۰
۰,۴۹	۰,۴۶	۰,۴۷	۰,۴۶	۰,۴۶	۰,۴۶	۰,۴۴	۲۰۰۰۰۰
سایت ۱۰۰ میکرونی							انرژی
طحال	تیروئید	پانکراس	پروستات	بیضه	تخمدان	آب	(keV)
۲۲۶۸,۴	۲۰۶۵,۸	۲۱۰۷,۲	۲۰۲۷,۶	۲۰۲۶,۲	۲۰۶۶,۴	۱۸۵۳,۱	۲۵۰۰
۱۳۲۳,۱	۱۲۷۳,۶	۱۲۸۰,۱	۱۲۵۷,۸	۱۲۵۳,۱	۱۲۷۵,۲	۱۲۰۶,۰	۳۵۰۰
۹۱۳,۵	۸۷۹,۶	۸۷۹,۶	۸۶۳,۶	۸۷۰,۴	۸۷۹,۶	۸۳۳,۳	۵۰۰۰
۶۸۵,۷	۶۵۷,۵	۶۵۹,۷	۶۵۰,۷	۶۵۰,۷	۶۵۷,۵	۶۲۵,۰	۷۰۰۰
۴۹۷,۵۱	۴۸۳,۰۹	۴۹۵,۰۵	۴۷۶,۱۹	۴۷۶,۱۹	۴۸۳,۰۹	۴۷۶,۱۹	۱۰۰۰۰
۲۰۴,۹۲	۱۹۸,۴۱	۲۰۰,۰۰	۱۹۶,۸۵	۱۹۶,۸۵	۱۹۸,۴۱	۱۹۰,۸۴	۳۰۰۰۰
۱۳۵,۱۴	۱۳۱,۵۸	۱۳۱,۵۸	۱۳۱,۵۸	۱۳۱,۵۸	۱۳۱,۵۸	۱۲۵,۰۰	۵۰۰۰۰
۱۰۴,۱۶	۱۰۲,۰۴	۱۰۲,۰۴	۱۰۰,۰۰	۱۰۰,۰۰	۱۰۲,۰۴	۹۶,۱۵	۷۰۰۰۰
۸۰,۰۰	۷۶,۹۲	۷۶,۹۲	۷۶,۳۳	۷۶,۳۳	۷۶,۹۲	۷۳,۵۳	۱۰۰۰۰۰
۴۸,۷۸	۴۶,۵۱	۴۷,۶۲	۴۶,۵۱	۴۶,۵۱	۴۶,۵۱	۴۴,۴۵	۲۰۰۰۰۰

شکل ۲-۲۷ توان توقف بر حسب ضخامت در آب و ارگان برای پروتون‌ها با انرژی‌های ۵ MeV و ۲۷ MeV را نشان می‌دهد. این شکل بیانگر آن است که مکان و ارتفاع قله براگ در آب و بافت‌ها متفاوت است. درصد اختلاف بین مکان و شدت قله براگ آب در قیاس با ارگان‌های مذکور در جدول ۲-۵ نشان داده شده است. این جدول نشان می‌دهد که طحال بیشترین اختلاف را دارد.



شکل ۲-۲۷ توان توقف بر حسب ضخامت آب و ارگان‌های بدن برای پروتون‌ها با ۵ MeV (A) و ۱ MeV (B)

بر اساس نتایج این بخش جایگزینی آب به جای ارگان‌های بدن در ابعاد میکرومتر باعث بوجود آمدن خطا در محاسبات توان توقف، برد و در نتیجه در انرژی ذخیره شده سایت‌ها می‌شود. همچنین این جایگزینی باعث بیشینه خطای ۱۸٪ و ۲۲٪ در انرژی ذخیره شده به ترتیب در سایت ۱ و ۱۰۰ میکرونی می‌شود که مقدار خطا به انرژی پروتون و ابعاد سایت بستگی دارد. با توجه به اینکه پرتودرمانی به مکان و عمق تومور و بافت سرطانی وابسته است، انرژی پرتو باید به گونه‌ای تعیین شود که قله براگ در مکان

تومور قرار گیرد، و تومور بیشینه انرژی و بافت‌های سالم اطراف کمینه انرژی و آسیب را دریافت کند [۷۱]. بنابراین در پروتون درمانی جایگزینی فانتوم آب به جای ارگان‌های بدن در سایت‌های کوچک توصیه نمی‌شود.

جدول ۲-۵ درصد اختلاف مکان و شدت قله براگ آب در قیاس با ارگان‌ها

ارگان	درصد اختلاف مکان قله براگ آب در قیاس با برخی از ارگان‌ها	اختلاف مکان شدت قله براگ آب در قیاس با برخی از ارگان‌ها
طحال	- ۸,۶۶	۱۳,۴۲
تیروئید	- ۴,۹۸	۱۰,۵
پانکراس	- ۵,۴۷	۱۱,۸
پروستات	- ۳,۹۲	۹,۳۷
بیضه	- ۴,۱۳	۹,۷۷
تخمدان	- ۴,۹۶	۱۰,۳۳

۲-۱۵-۲ تاثیر چگالی بر توان توقف و برد

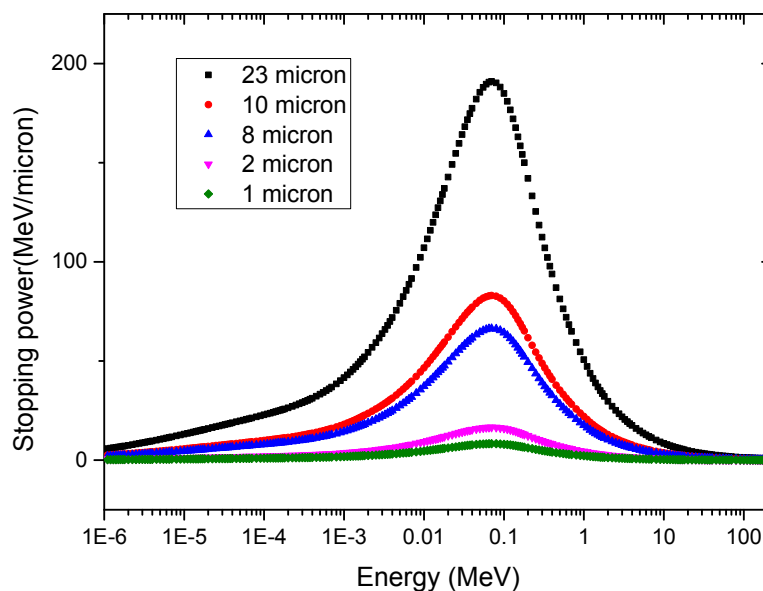
در این قسمت هدف، بررسی تاثیر چگالی بر توان توقف و برد است. توان توقف برای پروتون در گاز پروپان معادل بافت را با استفاده از کد SRIM بدست آوردیم. عناصر و درصدهای وزنی این گاز در جدول ۲-۴ بیان شده است. به منظور افزایش دقت، دو سهم توان توقف پروتون شامل توان توقف ناشی از برهم‌کنش‌های هسته‌ای و توان توقف ناشی از یونش و برانگیزش [۹۲] را در محاسبات در نظر گرفتیم. در این بخش بنا داریم مطالعات را بر روی یک میکرودمتر واقعی انجام دهیم. لذا از مرجع [۱۰۷] تنها ابعاد فیزیکی یک میکرودمتر واقعی که سایت کروی با قطر فیزیکی حفره ۱,۲۷ سانتی‌متر است، را در نظر می‌گیریم. چگالی‌های پروپان معادل بافت برای چندین سایت مختلف میکرودمتری، با ابعاد ۱، ۲، ۸ و ۲۳ میکرومتر در جدول ۲-۶ محاسبه و بیان شده است. با در نظر گرفتن این چگالی‌ها توان توقف را با استفاده از کد SRIM محاسبه و سپس با برنامه‌ای که به زبان فرترن نوشتیم، برد را محاسبه

کرده و به بررسی تاثیر تغییر چگالی بر توان توقف و برد پروتون پرداختیم. شکل ۲-۲۸ توان توقف پروتون و شکل ۲-۲۹ برد را بر حسب انرژی پروتون در این گاز برای سایت‌های مختلف نشان می‌دهد.

جدول ۲-۶ چگالی‌های گاز پروپان معادل بافت در سایت‌های مختلف با حفره مرکزی با حجم فیزیکی یکسان به قطر

۱,۲۷ سانتی‌متر

چگالی (گرم بر سانتی‌متر مکعب)	ابعاد سایت (میکرومتر)
$7.874E-5$	۱
$1.5748E-4$	۲
$6.2992E-4$	۸
$7.874E-4$	۱۰
$1.81102E-3$	۲۳



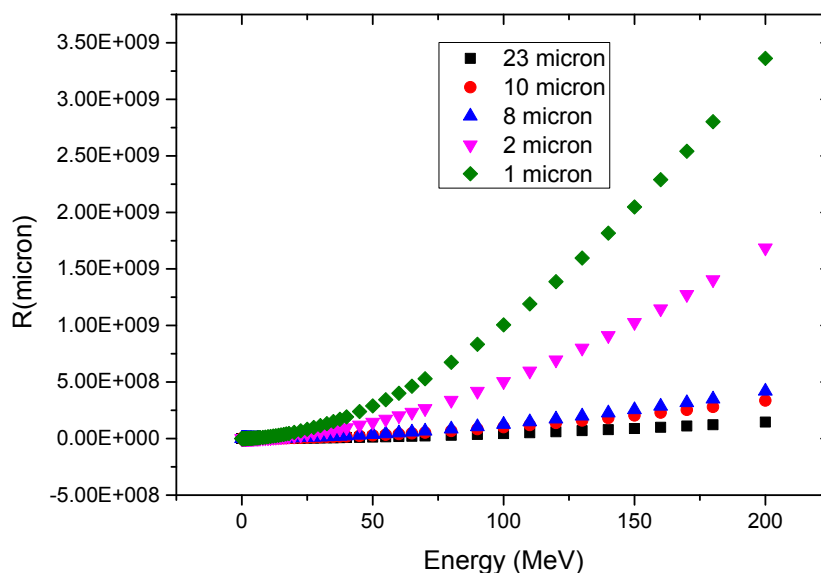
شکل ۲-۲۸ توان توقف بر حسب انرژی پروتون در گاز معادل بافت پروپان در سایت‌های ۱، ۲، ۸، ۱۰ و ۲۳ میکرون

معادل با حفره کروی ۱,۲۷ سانتی‌متر

شکل ۲-۲۸ نشان می‌دهد که به ازای حجم فیزیکی یکسان، در سایت‌ها با ابعاد کوچک‌تر، توان توقف کاهش قابل ملاحظه‌ای دارد. در سایت‌های کوچک‌تر، با توجه به اینکه چگالی کم‌تر است، برهم‌کنش‌ها کم‌تر و ذره فرصت کم‌تری برای انتقال انرژی به محیط داشته و توان توقف آن کاهش می‌یابد.

همچنین به ازای حجم فیزیکی یکسان، در سایت‌های کوچک‌تر برد پروتون بیش‌تر است. با افزایش ابعاد سایت برد متناسب با ابعاد سایت تغییر خواهد کرد. مثلاً برای سایت ۸ میکرونی برد ۱,۲۵ برابر سایت ۱۰ میکرونی است. همانگونه که پیش‌تر نیز بیان شد، برد با عکس توان توقف متناسب است، بنابراین کاهش توان توقف افزایش برد را در پی خواهد داشت.

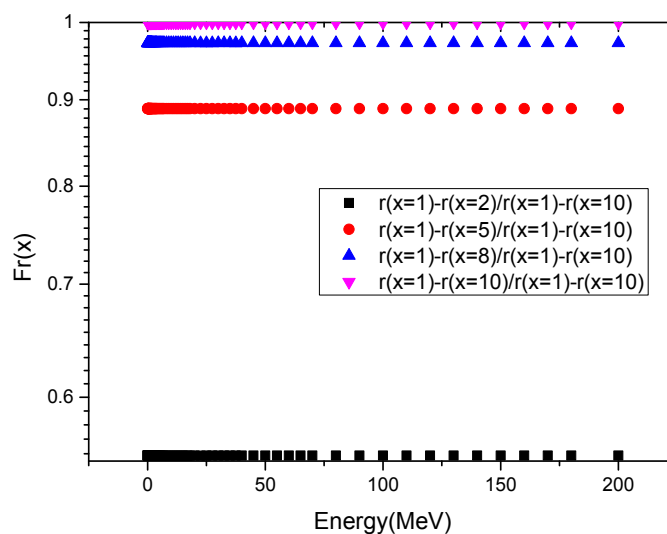
زمانی که ابعاد سایت میکرونی تغییر می‌کند چگالی متناسب با این ابعاد تغییر می‌کند، بنابراین در ادامه بررسی می‌کنیم که اگر تفاضل نسبی برد سایت‌ها را طبق رابطه (۲-۴۶) بدست آوریم، آیا این رابطه متناسب با چگالی سایت و به صورت خطی تغییر خواهد کرد؟



شکل ۲-۲۹ برد پروتون بر حسب انرژی پروتون در گاز معادل بافت پروپان در سایت‌های ۱، ۲، ۸، ۱۰ و ۲۳ میکرومتر معادل با حفره کروی ۱,۲۷ سانتی‌متر

برای این منظور دو سایت ۱ و ۱۰ را به عنوان مرجع در نظر گرفتیم. به این منظور تفاضل نسبی برد سایت‌ها را به صورت ذیل در نظر می‌گیریم، به صورتی که کمیت $Fr(x)$ دامنه تغییراتی بین صفر تا ۱ داشته باشد. اگر $x=1$ آنگاه $Fr(x)=0$ و اگر $x=10$ آنگاه $Fr(x)=1$ خواهد بود. در این تابع x معرف ابعاد سایت و R معرف برد سایت است.

$$Fr(x) = \frac{R(x=1)-R(x)}{R(x=1)-R(10)} \quad (2-46)$$



شکل ۲-۳۰ تفاضل نسبی برد سایت‌ها بر حسب انرژی پروتون فرودی در گاز پروپان معادل بافت

شکل ۲-۳۰ این کمیت را بر حسب انرژی پروتون فرودی نشان می‌دهد، همانطور که از این شکل مشاهده می‌شود تفاضل نسبی برد سایت‌ها، بر حسب انرژی در هر سایت معین، ثابت است. ولی با افزایش این کمیت، این نسبت متناسب با تغییرات چگالی تغییر نخواهد کرد.

با تغییر ابعاد سایت از ۲ میکرون به ۵ میکرون، چگالی ۲,۵ برابر خواهد شد، در صورتی که کمیت رابطه (۲-۴۶)، ۱,۶ برابر می‌شود. همچنین با تغییر سایت ۵ میکرون به ۸ میکرون اختلاف چگالی ۱,۶ برابر شده، در صورتی که با توجه به این شکل این اختلاف ۱,۰۹۳ برابر می‌شود و بنابراین در سایت‌ها با ابعاد

مختلف با اینکه چگالی متناسب با ابعاد سایت تغییر می کند ولی برد در این رابطه در سایت های مختلف متناسب با تغییرات چگالی تغییر نمی کند.

۲-۱۵-۳ تاثیر پهن شدگی^{۲۸} انرژی بر توان توقف و برد

با توجه به طبیعت آماری حرکت ذرات باردار در انتقال انرژی به ماده، همه ذرات با نوع و انرژی اولیه معین، قبل از رسیدن به سکون، دقیقاً مسافت یکسانی را طی نمی کنند. برد و انرژی ذخیره شده ذره در ماده افت و خیز خواهد داشت که پهن شدگی انرژی یا برد نامیده می شود [۹۴].

پهن شدگی، انحراف میانگین مربع اتلاف انرژی است [۱۰۸] و متناسب با ضخامت هدف یا t می باشد که بر طبق فرمول بوهر داریم:

$$\Omega_{Bohr}^2 [MeV^2] = \epsilon \pi Z_1^2 Z_2 e^4 N t \quad (۴۷-۲)$$

در این فرمول Z_1 و Z_2 به ترتیب اعداد اتمی پرتابه و هدف است و N تعداد اتم ها در واحد حجم و e بار الکترون می باشد. در این بخش، اثر پهن شدگی بوهر را در توان توقف و برد محاسبه کردیم.

یکی از مهم ترین توزیع ها، توزیع گاوسی است، اهمیت این توزیع این است که افت و خیز بسیاری از کمیت های فیزیکی حول یک مقدار ثابت، از این توزیع پیروی می کند. تابع پهن شدگی بوهر یک تابع گاوسی است، لذا ابتدا تابع گاوسی را تعریف می کنیم. این منحنی به صورت زیر است:

$$f(x) = \frac{1}{\sigma \sqrt{\pi}} \exp \left[-\frac{(x-\bar{x})^2}{\sigma^2} \right] \quad (۴۸-۲)$$

که بیانگر توزیع داده ها حول میانگین $\bar{x}$ با انحراف معیار σ^2 و یا خطای استاندارد σ است. پیش فاکتور $\frac{1}{\sigma \sqrt{\pi}}$ ضریب نرمال سازی یا بهنجارش تابع است و داریم:

$$\int_{-\infty}^{\infty} f(x) dx = 1 \quad (۴۹-۲)$$

انحراف معیار توزیع نسبت به میانگین توزیع که در بازه $x_1 \leq x \leq x_2$ قرار می گیرد، به صورت زیر تعریف می شود [۱۰۹]:

^{۲۸} Straggling

$$P(x_1 \leq x \leq x_2) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \int_{x_1}^{x_2} \exp\left[-\frac{(x-\bar{x})^2}{2\sigma^2}\right] dx \quad (50-2)$$

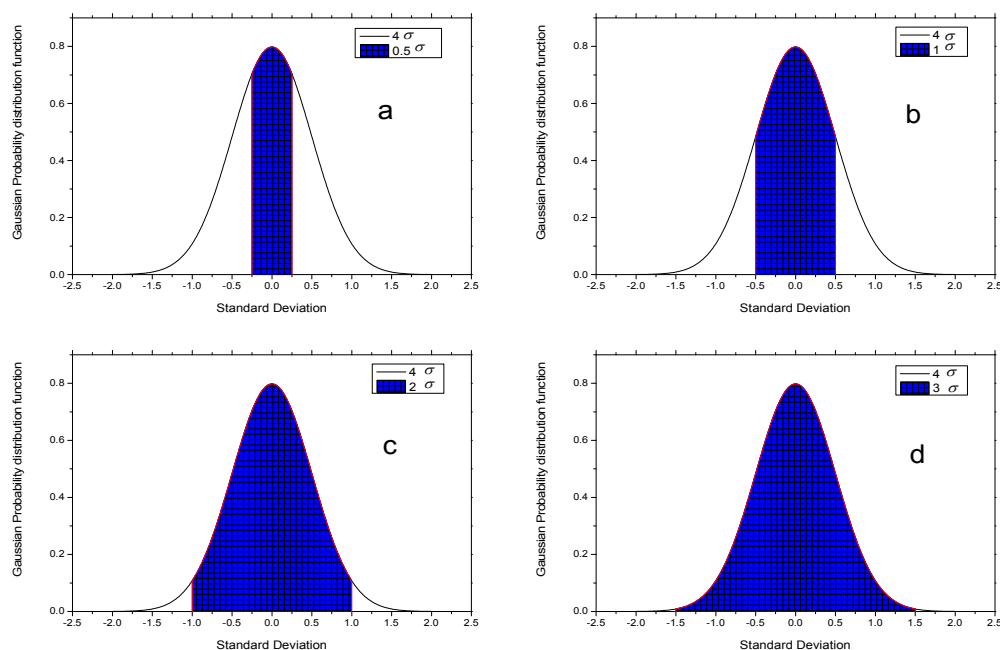
ابتدا ما تابع گاوسی را نسبت به میانگین توزیع صفر و $\sigma = 0.5$ در نظر گرفته و انتگرال عددی معادله

(50-2) را با روش سیمپسون و با برنامه‌ای که به زبان برنامه‌نویسی فترن نوشتیم محاسبه کردیم.

احتمال اینکه داده‌ها در فواصل مختلفی با خطای استاندارد $\pm 0.5\sigma$ ، $\pm 0.675\sigma$ ، $\pm 1\sigma$ ، $\pm 1.65\sigma$ ،

$\pm 1.96\sigma$ ، $\pm 2\sigma$ ، $\pm 2.58\sigma$ ، $\pm 3\sigma$ و $\pm 4\sigma$ باشند را بررسی کردیم. شکل 2-31 این توزیع گاوسی

در فواصل مختلف از $\pm 0.5\sigma$ ، $\pm \sigma$ ، $\pm 2\sigma$ و $\pm 3\sigma$ را نشان می‌دهد.



شکل 2-31 کسر داده‌ها به ترتیب در فاصله‌های مختلف برابر یا کمتر از $\pm 0.5\sigma$ ، $\pm \sigma$ ، $\pm 2\sigma$ و $\pm 3\sigma$ برابر

انحراف معیار توزیع نسبت به میانگین توزیع

این شکل رابطه بین خطای استاندارد و مساحت را نشان می‌دهد. همچنین درصد داده‌هایی که داخل

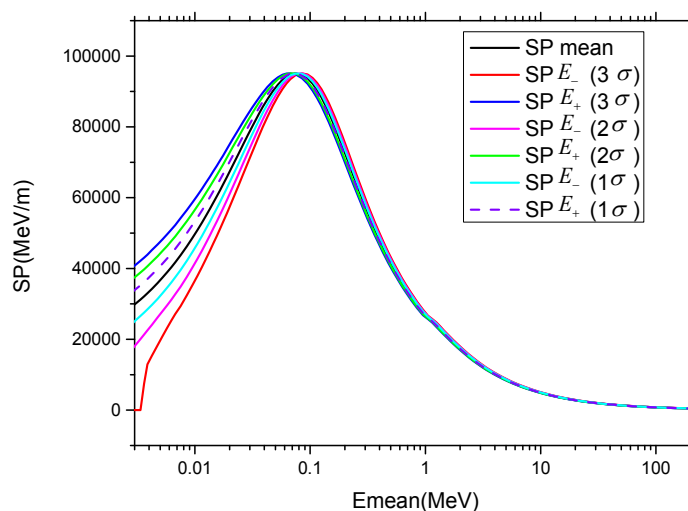
این انحراف‌های استاندارد متفاوت قرار می‌گیرند را حساب کرده و در جدول 2-7 این نتایج را جهت

مقایسه گزارش کردیم. در ادامه با توجه به این داده‌ها ما خطای استاندارد نسبت به میانگین توزیع را با

اعمال فاصله‌ای برابر با یک، دو و سه برابر انحراف معیار در پهن شدگی بوه‌ر در نظر گرفتیم. سپس توان

توقف و برد پروتون را در ماده معادل بافت نرم با استفاده از کد SRIM بدست آوردیم و با استفاده از برنامه‌ای که به زبان برنامه‌نویسی فرترن نوشتیم، توان توقف و برد و اختلاف نسبی این دو کمیت را و بدون اعمال پهن شدگی با انحراف معیار متفاوت بدست آوردیم.

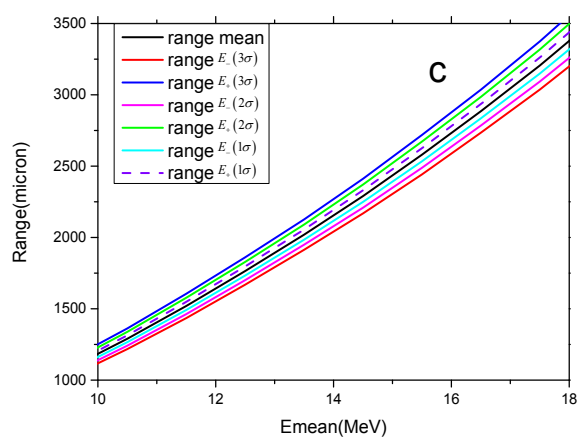
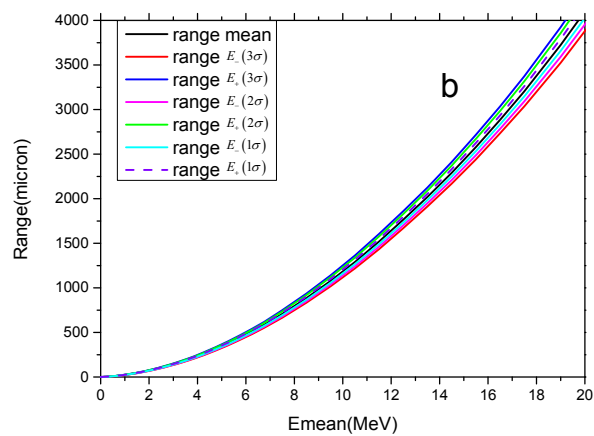
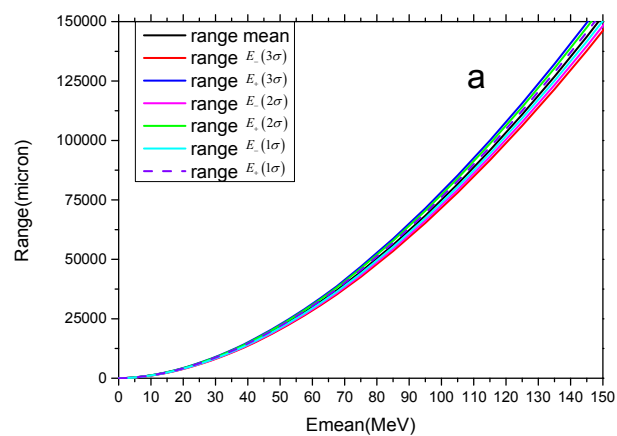
با توجه به جدول قبل ۶۸,۳٪، ۹۵,۵٪ و ۹۹,۷٪ کل اعدادهایی است که از یک توزیع نرمال به ترتیب فاصله‌ای برابر یا کمتر از یک، دو و سه برابر انحراف معیار توزیع نسبت به میانگین توزیع دارند. بنابراین در ادامه ما این سه حالت انحراف معیار را در نظر گرفتیم. شکل ۲-۳۲ افت و خیزهای توان توقف را با اعمال سه خطای استاندارد به پهن شدگی بوهر نشان می‌دهد. در این شکل $E_-(3\sigma) = \bar{E} - 3\sigma$ و $E_+(3\sigma) = \bar{E} + 3\sigma$ است و تعریف اندیس‌های دیگر نیز به همین صورت است. در این شکل توان توقف بدون اعمال افت و خیزهای پهن شدگی با منحنی مشکی رنگ نشان داده شده است. همچنین این شکل نشان می‌دهد که افت و خیزهای پهن شدگی در انرژی‌های پایین، زیاد است و اثر آن با افزایش انرژی کاهش می‌یابد.



شکل ۲-۳۲ افت و خیزهای توان توقف در سه خطای استاندارد. توان توقف بدون اعمال پهن شدگی با منحنی

مشکی رنگ و $E_-(3\sigma) = \bar{E} - 3\sigma$ ، $E_-(2\sigma)$ ، $E_+(2\sigma)$ ، $E_+(3\sigma) = \bar{E} + 3\sigma$ و $E_-(1\sigma)$

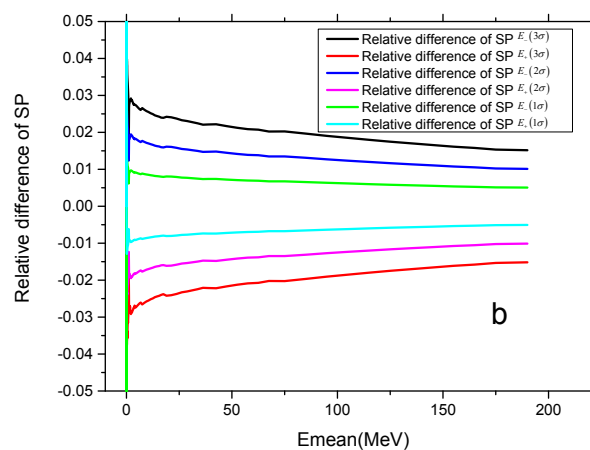
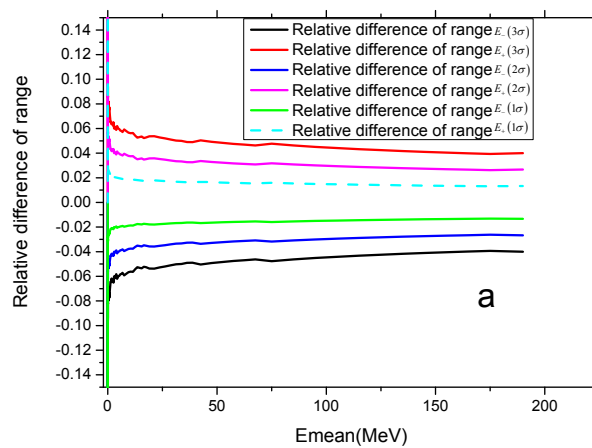
به ترتیب منحنی‌های قرمز، آبی، صورتی، سبز، فیروزه‌ای و بنفش



شکل ۲-۳۳ اعمال افت و خیز خطاهای استاندارد 1σ تا 3σ به توان توقف و اثر آن بر توان توقف و برد. منحنی

مشکی رنگ توان توقف بدون اعمال افت و خیزهای پهن شدگی $E_+(3\sigma) = \bar{E} + 3\sigma$ ، $E_-(3\sigma) = \bar{E} - 3\sigma$.

$E_-(2\sigma)$ ، $E_+(2\sigma)$ ، $E_-(1\sigma)$ و $E_+(1\sigma)$ به ترتیب منحنی‌های قرمز، آبی، صورتی، سبز، فیروزه‌ای و بنفش.



شکل ۲-۳۴ اختلاف نسبی (a) برد و (b) توان توقف با اعمال پهن‌شدگی با خطاهای استاندارد متفاوت

جدول ۲-۷ کسر داده‌ها در فاصله‌های مختلف برابر یا کمتر از $\pm 0.5\sigma$ ، $\pm 0.675\sigma$ ، $\pm 1\sigma$ ، $\pm 1.65\sigma$ ،

$\pm 1.96\sigma$ ، $\pm 2\sigma$ ، $\pm 2.58\sigma$ ، $\pm 3\sigma$ و $\pm 4\sigma$ برابر انحراف معیار توزیع نسبت به میانگین توزیع

مساحت کل پوشش داده شده تابع گاوسی	دقت محاسبات	میانگین توزیع
۰,۳۸۳	2.44×10^{-8}	$\pm 0.5\sigma$
۰,۵۰۰	2.11×10^{-8}	$\pm 0.675\sigma$
۰,۶۸۳	2.44×10^{-8}	$\pm 1\sigma$
۰,۹۰۱	2.44×10^{-8}	$\pm 1.65\sigma$
۰,۹۵۰	2.49×10^{-8}	$\pm 1.96\sigma$
۰,۹۵۵	2.44×10^{-8}	$\pm 2\sigma$
۰,۹۹۰	2.37×10^{-8}	$\pm 2.58\sigma$
۰,۹۹۷	2.44×10^{-8}	$\pm 3\sigma$
۱,۰۰۰	2.44×10^{-8}	$\pm 4\sigma$

شکل ۲-۳۳ اعمال افت و خیزهای پهن‌شدگی با خطاهای استاندارد ۱۵ تا ۳۵ به توان توقف و اثر آن بر برد را نشان می‌دهد. به منظور مقایسه اعمال اثر ۱۵ تا ۳۵ خطای استاندارد با یکدیگر، منحنی مشکی رنگ بدون اعمال پهن‌شدگی رسم شده است. همچنین برای بررسی دقیق‌تر، اثر اعمال پهن‌شدگی به توان توقف بر برد منحنی‌های ۲-۳۳، b و c در فواصل انرژی محدود رسم شده است. بر طبق این شکل مشاهده می‌شود که افزودن افت و خیزهای پهن‌شدگی، برد ذره و در نتیجه آن انرژی ذخیره شده در سایت‌ها با ابعاد کوچک را تغییر می‌دهد. شکل ۲-۳۴ اختلاف نسبی برد را با اعمال پهن‌شدگی با اعمال خطای استاندارد متفاوت به توان توقف نشان می‌دهد. شکل ۲-۳۴ A و B نشان می‌دهد اختلاف نسبی بین برد و توان توقف در انرژی‌های پایین زیاد است و با افزایش انرژی، شیب این منحنی کاهش و اختلاف نیز کاهش می‌یابد.

۲-۱۶ نتیجه‌گیری

برای محاسبه توان توقف فرمول‌های متعدد با تقریب‌های متفاوتی بیان شده است. معمولاً هر کدام از این فرمول‌ها در بازه خاصی از انرژی بهترین تطابق را با اندازه‌گیری‌های تجربی دارند. فرمول بس بر اساس این فرض استوار است که ذره خیلی سریع‌تر از الکترون‌های اتمی حرکت می‌کند. در انرژی‌های پایین فرمول بس نامعتبر است؛ چون عبارت $\frac{\ln \gamma \beta^2 mc^2}{I}$ منفی می‌شود و لذا مقدار توان توقف منفی خواهد شد. برای انرژی‌های پایین‌تر الکترون ۴ فرمول برای بازه $0 \leq E < 6,338 \text{ I}$ توسط Rao-sahib-wittry, Joy-Luo, Love-Cox-Scott و Tan-He پیشنهاد شده است. احتمال توان توقف ناشی از تابش ترمزی با افزایش انرژی، افزایش می‌یابد. این مورد به این دلیل است که با افزایش انرژی، الکترون سریع‌تر حرکت کرده و بیش‌تر احتمال انحراف و تابش دارد. با این وجود توان توقف ناشی از تابش ترمزی الکترون تا انرژی ۱۰ MeV خیلی کمتر از توان توقف یونش و برانگیزش است و لذا اثر آن بر توان توقف کل ناچیز است. همچنین برای پروتون در ماده معادل بافت دریافتیم که توان توقف ناشی از برهم‌کنش هسته‌ای نسبت به یونش و برانگیزش بسیار اندک است، به طوری که در ناحیه انرژی‌های پایین اهمیت

آن بیش‌تر می‌شود و در سایر انرژی‌ها این توان توقف در توان توقف کل سهم ناچیزی خواهد داشت. فرمول‌های نسبتا دقیق و ساده‌ای را برای برد پروتون در ماده معادل بافت و عناصر آن بدست آوردیم و ۴۸ ثابت فرمول را به ۲۲ ثابت تقلیل دادیم.

از مقایسه توان توقف پروتون در پلاستیک معادل بافت ۱۵۰-A در دو کد MCNPX و SRIM تطابق نسبتا خوبی را بین این دو کد مشاهده کردیم. البته باید توجه داشت که در ناحیه انرژی‌های پایین در کد MCNPX ورژن ۲,۶ داده‌ای برای توان توقف ثبت نشده است.

همچنین چند پارامتر موثر بر توان توقف و برد از جمله ماده هدف، چگالی و پهن‌شدگی را بررسی کردیم. در نتیجه همگن بودن آب و نزدیکی ضرایب جذب آب به بافت‌های نرم، نزدیک بودن چگالی آب به بافت‌های بدن، در بیش‌تر آزمایش‌های تجربی و شبیه‌سازی، آب به جای ارگان‌های بدن استفاده می‌شود. لذا با جایگزینی آب به جای شش ارگان مهم و حساس شامل طحال، تیروئید، پانکراس، پروستات، بیضه، تخمدان دریافتیم با کوچک شدن ابعاد سایت، اختلاف بین توان توقف و برد در آب و این ارگان‌ها قابل ملاحظه است.

این جایگزینی باعث بیشینه خطای ۱۸٪ و ۲۲٪ در انرژی ذخیره شده به ترتیب در سایت ۱ و ۱۰۰ میکرونی می‌شود که مقدار خطا به انرژی پروتون و ابعاد سایت بستگی دارد. بنابراین در پروتون درمانی جایگزینی فانتوم آب به جای ارگان‌های بدن در سایت‌های کوچک توصیه نمی‌شود.

در گازها با تغییر چگالی، ابعاد سایت تغییر می‌کند و لذا با بررسی اثر چگالی بر توان توقف و برد دریافتیم که مثلا برای سایت ۸ میکرونی برد ۱,۲۵ برابر سایت ۱۰ میکرونی است. همچنین با بررسی اثر پهن‌شدگی توان توقف و برد مشاهده کردیم که افت و خیزهای پهن‌شدگی در انرژی‌های پایین، زیاد است و اثر آن با افزایش انرژی کاهش می‌یابد.

فصل ۳: برهم کنش نوترون با بافت در میکرو دزیتمتری

۳-۱ مقدمه

در فصل دوم مختصری در مورد برهم‌کنش نوترون با ماده توضیح داده شده و چون هدف ما در این پژوهش طراحی میکرودمتر نوترون می‌باشد، بنابراین لازم است سینماتیک نوترون، اندرکنش‌ها و سطح مقطع‌های نوترون با عناصر مواد معادل بافت نرم به طور کامل بیان شود، لذا در این فصل به بررسی این موارد می‌پردازیم.

۳-۲ انرژی واکنش‌های هسته‌ای نوترون

هرگاه ذرات غیر باردار به ماده برخورد کنند، این امکان وجود دارد که واکنش هسته‌ای صورت گیرد. معمولاً واکنش هسته‌ای به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$X(n, b)Y \quad \text{یا} \quad n + X \rightarrow Y + b \quad (۳-۱)$$

که در آن n پرتابه شتابدار (نوترون)، X هدف (معمولاً ساکن در آزمایشگاه) و Y و b محصولات واکنش هستند. بر طبق پایستگی انرژی کل، در واکنش $X(n, b)Y$ خواهیم داشت:

$$M_x c^2 + T_x + M_n c^2 + T_n = M_Y c^2 + T_Y + M_b c^2 + T_b \quad (۳-۲)$$

که در آن T ها انرژی‌های جنبشی $(\frac{1}{2} M v^2)$ و M ها جرم‌های سکون هستند. مقدار Q واکنش، به صورت انرژی - جرم اولیه، منهای انرژی - جرم نهایی تعریف می‌شود:

$$Q = (M_i - M_f) c^2 = (M_x + M_n - M_Y - M_b) c^2 \quad (۳-۳)$$

که مساوی انرژی جنبشی اضافی محصولات نهایی است:

$$Q = T_f - T_i = T_Y + T_b - T_x - T_n \quad (۳-۴)$$

و با استفاده از رابطه (۳-۴) و پایستگی تکانه خطی واکنش، انرژی آستانه برای انجام واکنش به صورت

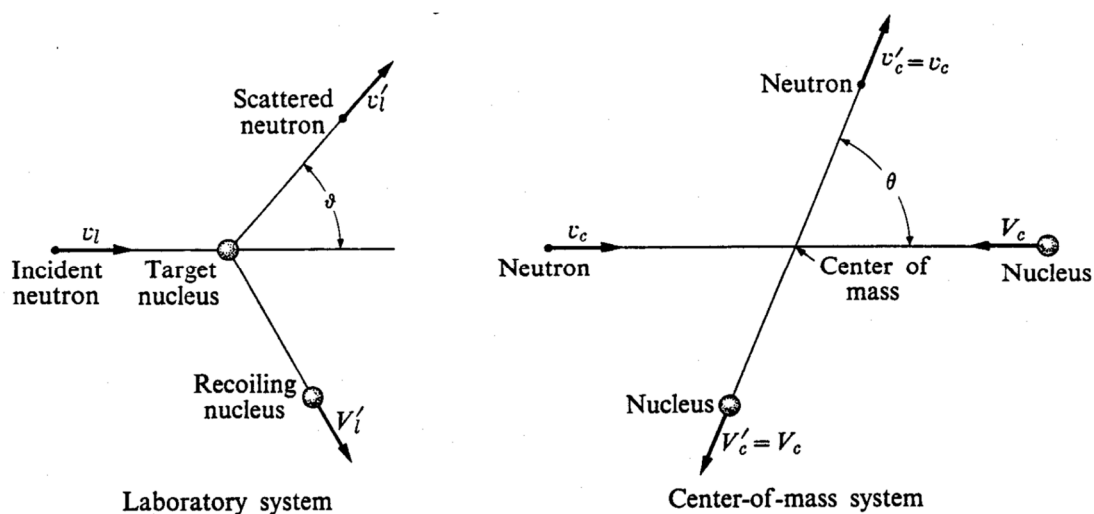
زیر خواهد بود [۱۱۰]:

$$T_{th} = (-Q) \frac{M_Y + M_b}{M_Y + M_b - M_n} \quad (۵-۳)$$

۳-۳ بیشینه و کمینه انرژی انتقالی به عناصر بافت در پراکندگی

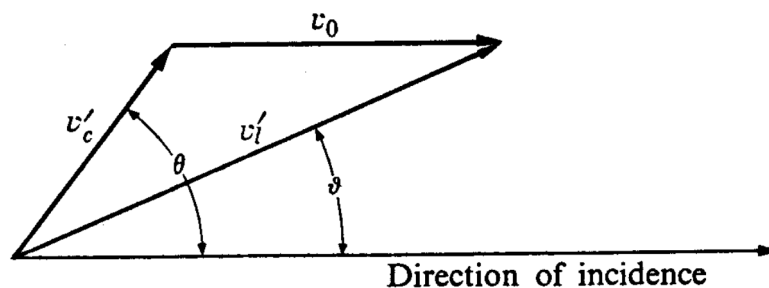
کشسان نوترون

ابتدا برخورد کشسان نوترون با هدف را در سیستم مرکز جرم و سیستم آزمایشگاه در نظر می‌گیریم. در سیستم آزمایشگاه نوترون به هدفی ساکن برخورد کرده و پس از برخورد نوترون پراکنده شده و هسته پس زده می‌شود. در سیستم مرکز جرم نوترون و هدف به طرف هم حرکت کرده و در مرکز جرم به هم برخورد می‌کنند. بنابراین چون برخورد کشسان بوده و تکانه قبل از برخورد صفر است، بنابراین باید تکانه بعد از برخورد هم صفر باشد و بنابراین نوترون پراکنده شده و هسته پس‌زده شده در جهت مخالف و پشت به پشت پراکنده می‌شوند. این برخورد در دو سیستم آزمایشگاه و مرکز جرم در شکل ۱-۳ رسم شده است:



شکل ۱-۳ برهم‌کنش برخورد نوترون با هدف در سیستم مرکز جرم و سیستم آزمایشگاه

و بنابراین می‌توان شکل ۲-۳ را بین زوایای پراکندگی نوترون در سیستم مرکز جرم و آزمایشگاه در نظر گرفت.



شکل ۲-۳ زوایای پراکندگی نوترون در سیستم مرکز جرم و آزمایشگاه

بنابراین با توجه به شکل ۲-۳ داریم [۱۱۱]:

$$\vec{v}'_l = \vec{v}'_c + \vec{v}. \quad (۶-۳)$$

رابطه بالا را به توان دو رسانده و داریم:

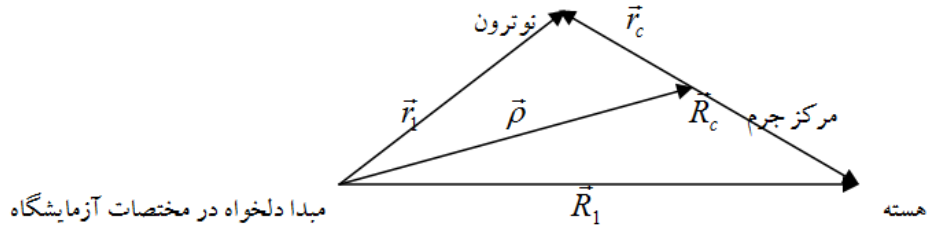
$$v_l'^2 = v_c'^2 + v^2 + 2v'_c v \cos \theta \quad (۷-۳)$$

بردارهای $\vec{r}_1$ ، $\vec{R}_1$ به ترتیب مکان نوترون و هسته را نسبت به مبدا مختصات دلخواهی که در آزمایشگاه در حال سکون است؛ مطابق شکل ۳-۳ مشخص می‌کند. مرکز جرم سیستم، نقطه‌ای است که از رابطه (۸-۳) بدست می‌آید.

$$\vec{\rho} = \frac{m\vec{r}_1 + M\vec{R}_1}{m + M} \quad (۸-۳)$$

در این رابطه m و M به ترتیب جرم نوترون و هسته می‌باشند. مختصات مرکز جرم برای نوترون $\vec{r}_c$ و هسته $\vec{R}_c$ از معادلات زیر بدست می‌آید.

$$\begin{cases} \vec{r}_c = \vec{r}_1 - \vec{\rho} \\ \vec{R}_c = \vec{R}_1 - \vec{\rho} \end{cases} \quad (9-3)$$



شکل ۳-۳ مختصات مرکز جرم و آزمایشگاه در برخورد نوترون و هسته

اگر ذرات در حال حرکت باشند بردارهای معادلات (۹-۳) تابع زمان بوده و به صورت زیر تبدیل می‌شوند:

$$\begin{cases} \vec{v}_c = \vec{v}_1 - \vec{v} \\ \vec{V}_c = \vec{V}_1 - \vec{v} \end{cases} \quad (10-3)$$

در رابطه (۱۰-۳) $\vec{v}_c = \frac{d\vec{r}_c}{dt}$ و $\vec{V}_c = \frac{d\vec{R}_c}{dt}$ به ترتیب سرعت نوترون و هسته نسبت به مرکز جرم بوده

و $\vec{v}_1, \vec{V}_1$ سرعت هسته و نوترون در آزمایشگاه و $\vec{v} = \frac{d\vec{\rho}}{dt}$ سرعت مرکز جرم در آزمایشگاه می‌باشد.

سرعت $\vec{v}_0$ را می‌توان با مشتق‌گیری از رابطه (۸-۳) به صورت رابطه زیر بدست آورد:

$$\vec{v} = \frac{m\vec{v}_1 + M\vec{V}_1}{m + M} \quad (11-3)$$

در بسیاری از برخوردهای بین نوترون و هسته، سرعت نوترون از سرعت هسته خیلی بیشتر است و بنابراین می‌توان فرض کرد که در سیستم آزمایشگاه، هسته در حال سکون می‌باشد. در چنین حالتی جمله دوم عبارت فوق برابر صفر می‌شود و لذا خواهیم داشت:

$$\vec{v} = \frac{m}{m + M} \vec{v}_1 \quad (12-3)$$

با جایگذاری رابطه (۱۲-۳) در (۷-۳) رابطه زیر بدست می‌آید:

(۱۳-۳)

$$v_l'' = \frac{M^*}{(m+M)^*} v_l^* + \frac{m^*}{(m+M)^*} v_l^* + \frac{m}{(m+M)} \frac{M}{(m+M)} v_l^* \cos \theta$$

$$(m+M)^* v_l'' = (M^* + m^* + 2mM \cos \theta) v_l^*$$

چون برخورد نوترون با ماده را در نظر گرفته‌ایم، بنابراین $m = 1$ (amu) و $M = A$ (amu) را در نظر می‌گیریم که A عدد جرم اتمی است و داریم:

$$(1+A)^* v_l'' = (A^* + 1 + 2A \cos \theta_c) v_l^* \quad (14-3)$$

و بنابراین خواهیم داشت:

$$E_l' = \frac{(A^* + 1 + 2A \cos \theta_c)}{(1+A)^*} E_l \quad (15-3)$$

پس در برخورد کشسان در سیستم آزمایشگاه، در برخورد نوترونی با انرژی اولیه E و سرعت v با اتم هدفی به جرم A که در آغاز در حال سکون است، با استفاده از قوانین پایستگی انرژی و تکانه خطی، نسبت انرژی نهایی E' و انرژی اولیه E (نوترون به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\frac{E'}{E} = \frac{A^* + 1 + 2A \cos \theta_c}{(A+1)^*} \quad (16-3)$$

که در رابطه بالا θ_c زاویه پراکندگی در دستگاه مرکز جرم است (ولی E' و E در سیستم آزمایشگاه اندازه‌گیری شده‌اند). در $\theta_c = 0$ معادله فوق نتیجه می‌شود که $E'/E = 1$ است. بیشینه اتلاف انرژی برای برخورد رودررو $\theta_c = 180$ عبارت است از:

$$\left(\frac{E'}{E} \right)_{\min} = \left(\frac{A-1}{A+1} \right)^* \quad (17-3)$$

در رابطه بالا اگر $A=1$ یعنی پراکندگی حاصل از هیدروژن باشد، نوترون تمام انرژی خود را به پروتون خواهد داد.

از طرفی، هسته پس از برخورد دارای انرژی پس‌زنی زیر خواهد بود:

$$E_R = E - E' \quad (۱۸-۳)$$

که از صفر تا مقدار بیشینه می‌تواند باشد:

$$(E_R)_{\max} = E - (E')_{\min} = E \frac{4A}{(A+1)^2} \quad (۱۹-۳)$$

اگر هسته، هیدروژن باشد $(E_R)_{\max} = E$ است. در حالی که مثلاً برای ${}^4\text{He}$ ، $(E_R)_{\max} = 0.۷۵E$ خواهد بود [۱۱۰]. بنابراین هسته هیدروژن می‌تواند تمامی انرژی نوترون فرودی را بگیرد.

۳-۴ رابطه انرژی در سیستم مرکز جرم و آزمایشگاه

در این بخش انرژی نوترون و هسته را در سیستم آزمایشگاه و مرکز جرم در نظر می‌گیریم. اگر هسته در سیستم آزمایشگاه در حال سکون باشد، مجموع انرژی دو ذره یعنی E_i در این سیستم تنها انرژی جنبشی نوترون است و لذا خواهیم داشت:

$$E_i = \frac{1}{2} m v_i^2 \quad (۲۰-۳)$$

ولی نوترون و هسته هر دو نسبت به سیستم مرکز جرم در حال حرکت هستند و مجموع انرژی جنبشی در این سیستم برابر است با:

$$E_c = \frac{1}{2} m v_c^2 + \frac{1}{2} M V_c^2 \quad (۲۱-۳)$$

با توجه به معادله‌های (۱۰-۳) و (۱۲-۳) و با فرض $\vec{V}_I = 0$ می‌توان این معادله را به صورت زیر نوشت.

$$E_c = \frac{1}{2} m v_c^2 + \frac{1}{2} M V_c^2 = \frac{m M^2}{2 (m + M)^2} v_1^2 + \frac{m^2 M}{2 (m + M)^2} v_1^2$$

$$= \frac{M m v_1^2}{2 (m + M)^2} (m + M) = \frac{1}{2} \frac{M m}{(m + M)} v_1^2 = \frac{1}{2} \mu v_1^2 \quad (22-3)$$

بنابراین $E_c = \frac{1}{2} \mu v_1^2$ که در این رابطه μ جرم کاهش یافته و برابر با $\mu = \frac{M m}{(m + M)}$ است.

از ترکیب معادلات (۲۲-۳) و (۲۰-۳) می‌توان به آسانی دید که اگر هسته در سیستم آزمایشگاهی در حال سکون باشد، رابطه انرژی در سیستم مرکز جرم و آزمایشگاه به صورت زیر خواهد بود:

$$E_c = \frac{M m}{(m + M)} E_l \quad (23-3)$$

که می‌توان آن را به صورت رابطه (۲۴-۳) و بر حسب عدد جرمی نیز نوشت [۱۱۱]:

$$E_c = \frac{A}{A + 1} E_l \quad (24-3)$$

۳-۵ مکانیزم‌های واکنش نوترون

هر یک از واکنش‌های مختلف نوترون ممکن است از طریق سه مکانیزم اساسی صورت گیرد. این مکانیزم‌ها به ترتیب تشکیل هسته مرکب، پراکندگی پتانسیل و واکنش مستقیم نامیده می‌شوند.

۱- تشکیل هسته مرکب:

در این حالت نوترون بوسیله هسته جذب شده و سیستمی که هسته مرکب نامیده می‌شود، تشکیل می‌شود. اگر هسته هدف A_Z باشد، هسته مرکب $^{A+1}_Z$ خواهد بود. اگر در سیستم مرکز جرم، تشکیل هسته مرکب بررسی شود، در این دستگاه هسته هدف و نوترون فرودی بهم نزدیک شده و در مرکز جرم که در حال سکون است، بهم برخورد می‌کنند. وقتی هسته مرکب تشکیل می‌شود؛ انرژی جنبشی نوترون و هسته هدف نسبت به دستگاه مرکز جرم به انرژی داخلی هسته مرکب منتقل می‌شود.

بنابراین وقتی نوترون فرودی به هسته هدف A_Z می‌پیوندد تا سیستم مرکب ${}^{A+1}_Z$ را تشکیل دهد؛ انرژی بستگی B^{29} خود را به هسته ${}^{A+1}_Z$ می‌آورد. بنابراین هسته مرکب با انرژی $E_c + B$ بالاتر از حالت پایه تشکیل می‌شود. معمولاً تعداد زیادی نوکلئون در انرژی برانگیخته سیستم مرکب سهمیم هستند، به همین دلیل هسته مرکب در حالت برانگیخته نمی‌تواند بلافاصله با آزاد کردن مجدد یک نوترون کاهش یابد^{۳۰}.

هسته مرکب تنها به شرط آن که نوکلئون در نتیجه برخوردهای اتفاقی در داخل هسته به اندازه کافی انرژی بدست آورد تا بتواند از سیستم خارج شود؛ می‌تواند با آزاد کردن یک نوکلئون (یا گروهی از نوکلئون‌ها نظیر ذره آلفا) کاهش یابد [۱۱۱]. در حالت‌هایی که انرژی برانگیختگی هسته مرکب خیلی زیاد است، هسته مرکب می‌تواند ذرات باردار و یا حتی دو نوترون مانند واکنش‌های (n, p) ، (n, α) ، (n, np) ، $(n, 2n)$ گسیل نماید [۱۱۳].

اگر نوکلئون آزاد شده نوترون باشد و هسته باقی‌مانده A_Z به حالت پایه خود برگردد، واکنش پراکندگی کشسان مرکب و گاهی نیز پراکندگی کشسان رزونانس^{۳۱} نامیده می‌شود [۱۱۱] (البته پراکندگی رزونانس در مواقعی نامیده می‌شود که فقط سطح مقطع در ناحیه رزونانس باشد [۱۱۳]). از طرف دیگر اگر نوترون آزاد شده، هسته باقی‌مانده را در یک حالت برانگیخته ترک کند، واکنش را پراکندگی غیرکشسان مرکب یا پراکندگی رزونانس مرکب نامند.

هسته مرکب می‌تواند با تابش یک یا چند فوتون انرژی برانگیختگی خود را از دست بدهد. این پدیده را جذب پرتوزا و یا واکنش (n, γ) می‌نامند. در این پدیده غالباً هسته‌ای که در اثر تجزیه هسته مرکب تولید شده است، ناپایدار بوده و از خود بتا تابش می‌کند [۱۱۳].

^{۲۹} انرژی بستگی برای هسته‌های متوسط ($80 < A < 25$) بین ۷ تا ۱۰ MeV و برای هسته‌های سنگین ($A > 80$) در حدود ۶ الی ۷ MeV می‌باشد [۱۱۳].

^{۳۰} عمر هسته مرکب بزرگتر یا مساوی 10^{-17} S می‌باشد [۱۱۳].

^{۳۱} بیشینه‌های یک سطح مقطع را رزونانس می‌نامند [۱۱۳].

از خصوصیات ویژه واکنش از راه تشکیل هسته مرکب، این است که ابتدا لازم است سیستم مرکب به عنوان واسطه تشکیل شود. به علاوه اگر هسته Z^{A+1} دارای یک حالت برانگیختگی در حوالی انرژی $E_c + B$ باشد، احتمال تشکیل هسته مرکب زیاد است. از طرف دیگر، اگر در نزدیکی انرژی $E_c + B$ برای Z^{A+1} حالت برانگیختگی وجود نداشته باشد، احتمال این که هسته مرکب تشکیل شود خیلی کمتر خواهد بود [۱۱۱].

در انرژی‌های تابشی پایین (۱۰ MeV - ۲۰ MeV) مدل هسته مرکب از بهترین کارایی برخوردار است. در این انرژی‌ها برای پرتابه تابشی شانس اندکی وجود دارد که با حفظ هویت و حداکثر مقدار انرژی‌اش از هسته فرار کند. در هسته‌های متوسط و سنگین که فضای داخلی هسته برای جذب انرژی به قدر کافی بزرگ است، این مدل به بهترین شکل کار می‌کند. مشخصه دیگر واکنش‌های هسته مرکب توزیع زاویه‌ای محصولات است. به خاطر برهم‌کنش‌های کاتوره‌ای بین نوکلئون‌ها انتظار داریم که ذره خروجی با توزیع زاویه‌ای تقریباً همسانگرد (یعنی به طور یکسان در تمام راستاها) گسیل شود. در حالتی که ذره تابشی به صورت یون سنگین می‌باشد تکانه زاویه‌ای با مقادیر زیاد می‌تواند به هسته مرکب منتقل شود و برای بیرون کشیدن این تکانه زاویه‌ای ذرات گسیل شونده تمایل دارند در زوایای قائم نسبت به بردار تکانه زاویه‌ای و در نتیجه ترجیحاً در زوایای ۰ و ۱۸۰ درجه گسیل شوند. برای پرتابه‌های سبک این اثر قابل اغماض است [۱۱۰].

۲- پراکندگی پتانسیل:

سطح مقطع برای پراکندگی کشسان مرکب تنها در نزدیکی یک رزونانس حائز اهمیت است. پراکندگی پتانسیل، نوعی پراکندگی کشسان است، که با هر انرژی نوترون اتفاق می‌افتد. این روش پراکندگی با تشکیل هسته مرکب همراه نیست، زیرا تنها به علت حضور هسته پیش می‌آید. از این نظر این واکنش شبیه به پراکندگی یک توپ بلیارد بوسیله یک توپ بلیارد دیگر است، که معمولاً از طریق تشکیل یک توپ بلیارد مرکب صورت نمی‌گیرد.

۳- واکنش مستقیم:

نوترون‌هایی که دارای انرژی زیادی هستند، می‌توانند با هسته‌ها به طور مستقیم واکنش نمایند. در این اندرکنش، نوترون فرودی مستقیماً با یکی از نوکلئون‌های داخل هسته برخورد می‌کند، اگر در نتیجه برخورد، یک پروتون از هسته خارج گردد و نوترون فرودی باقی‌مانده این واکنش (n, p) را واکنش مستقیم نامند [۱۱۱].

در نقطه مقابل واکنش‌های هسته مرکب واکنش‌های مستقیم قرار دارند که در آنها ذره تابشی عمدتاً در سطح هسته هدف برهم‌کنش انجام می‌دهند. با افزایش انرژی ذره تابشی طول موج دوبروی آن کاهش می‌یابد و به حدی می‌رسد که با جسمی به بزرگی نوکلئون با احتمال بیشتری نسبت به جسمی به اندازه هسته، برهم‌کنش انجام دهد. یک نوکلئون تابشی با انرژی 1 MeV طول موج دوبرویی در حد 4 fm دارد و لذا نوکلئون‌های منفرد را نمی‌بیند و احتمال بیشتری وجود دارد که از طریق یک واکنش هسته مرکب، برهم‌کنش کند. طول موج دوبروی یک نوکلئون 20 MeV در حدود 1 fm است و بنابراین ممکن است بتواند در فرآیندهای مستقیم شرکت کند. فرآیندهای مستقیم با بیشترین احتمال با یک نوکلئون یا چند نوکلئون ظرفیت نزدیک به سطح هسته هدف انجام می‌شوند.

ممکن است در یک واکنش مشخص هر دو فرآیند هسته مرکب و مستقیم سهم داشته باشند. از دو اختلاف اساسی که به طور تجربی قابل مشاهده است، می‌توان سهم هر یک را تشخیص داد و یا دریافت که کدامیک از آنها اهمیت بیشتری دارد. ۱- فرآیندهای مستقیم خیلی تند و زمانی از مرتبه 10^{-22} s روی می‌دهند در حالی که فرآیندهای هسته مرکب در زمان‌های طولانی‌تر شاید از مرتبه 10^{-16} s تا 10^{-18} s صورت می‌گیرند. این زمان اضافی برای توزیع و تمرکز مجدد انرژی لازم است و برای تشخیص این دو بازه زمان فوق‌العاده کوتاه از یکدیگر روش‌های تجربی مبتکرانه‌ای وجود دارد ۲- توزیع‌های زاویه‌ای ذرات خروجی در واکنش‌های مستقیم تمایل دارند که نسبت به واکنش‌های هسته مرکب قله تیزتری داشته باشند [۱۱۰].

۳-۶ برهم کنش‌های نوترون و شرایط حاکم بر آن

نوترون از نظر الکتریکی خنثی است. بنابراین تحت تاثیر الکترون‌های اتم و یا بار مثبت هسته قرار نمی‌گیرد. لذا نوترون از داخل ابر الکترونی عبور کرده و در برد نیروی هسته‌ای قرار می‌گیرد. نوترون‌ها ممکن است به یکی از چند طریق زیر با هسته اندرکنش نمایند:

۱- پراکندگی کشسان:

در پراکندگی کشسان، انرژی جنبشی نوترون و هسته هدف قبل از برخورد با انرژی جنبشی آن‌ها بعد از پراکنده شدن، برابر است. در این فرآیند هسته هدف برانگیخته نمی‌گردد. این برخورد به اختصار به صورت (n, n) نشان داده می‌شود.

پراکندگی کشسان می‌تواند از طریق دو مکانیزم پراکندگی پتانسیل و پراکندگی کشسان مرکب اتفاق افتد [۱۱۱]. پراکندگی پتانسیل همیشه می‌تواند اتفاق بیفتد. در حالی که هسته مرکب تنها وقتی تشکیل می‌شود که مجموع انرژی‌های بستگی و جنبشی نوترون با یک حالت برانگیخته شده هسته مرکب، مطابقت داشته باشد. به این دلیل، سطح مقطع کشسان از سطح مقطعی با تغییرات کند، برای حالتی که پراکندگی پتانسیل اتفاق می‌افتد و سطح مقطعی با بیشینه‌های تیز، برای واکنش‌هایی که منجر به تولید هسته مرکب می‌گردند، ترکیب شده است. در مواقعی که رزونانس‌ها به یکدیگر نزدیک باشند می‌توان تغییرات سطح مقطع را بر حسب انرژی برای تشکیل هسته مرکب، به صورت تابع پیوسته نشان داد [۱۱۳].

پس در حالت کلی، سطح مقطع پراکندگی را بر حسب انرژی نوترون فرودی می‌توان به سه ناحیه مشخص تقسیم کرد. در ناحیه اول، ناحیه نوترون‌های کم انرژی، احتمال این پراکندگی تقریباً ثابت است و پراکندگی در این ناحیه با تشکیل هسته مرکب انجام نمی‌گیرد، بلکه فقط پراکندگی در نتیجه اعمال نیرو از طرف هسته هدف به نوترون در ضمن عبور خواهد بود (یعنی پراکندگی پتانسیلی).

بعد از ناحیه پراکندگی پتانسیلی، ناحیه رزونانس‌ها قرار دارد، که مربوط به تشکیل هسته مرکب می‌باشد. در انرژی‌های بالاتر، رزونانس‌ها به اندازه‌ای زیاد می‌شوند که دیگر نمی‌توان آن‌ها را از هم جدا کرد و در این ناحیه سطح مقطع پراکندگی کشسان تابع انرژی و دارای تغییرات یکنواخت تدریجی خواهد بود [۱۱۲].

۲- پراکندگی غیرکشسان:

این پراکندگی شبیه پراکندگی کشسان است، با این تفاوت که هسته به حالت برانگیخته در می‌آید. پراکندگی غیرکشسان را به صورت (n, n') نشان داده، هسته برانگیخته می‌تواند با تابش اشعه گاما، انرژی برانگیختگی را از دست بدهد. پراکندگی ناکشسان می‌تواند از طریق فرآیند مستقیم یا هسته مرکب انجام شود که نوع آن عمدتاً به انرژی ذره تابشی وابسته است [۱۱۰].

انجام پراکندگی غیرکشسان نیاز به انرژی آستانه دارد. برای محاسبه انرژی آستانه، برخورد یک نوترون و یک هسته را در سیستم مرکز جرم در نظر می‌گیریم. در این سیستم به نظر می‌رسد که دو ذره بهم برخورد می‌کنند و مجموع انرژی‌های جنبشی دو ذره در سیستم مرکز جرم برای شروع واکنش وجود دارد. اگر انرژی جنبشی کل آن‌ها از ε_1 انرژی اولین حالت برانگیخته بزرگ‌تر باشد^{۳۲}، پراکندگی غیرکشسان می‌تواند انجام شود. پس از این واکنش هسته برانگیخته و نوترون غیرکشسان در دو جهت مخالف از همدیگر دور می‌شوند تا اندازه حرکت آن‌ها پایسته بماند و مجموع انرژی جنبشی هر دو به اندازه انرژی برانگیختگی هسته، کاهش یابد. انرژی جنبشی نوترون در سیستم آزمایشگاه E_l و انرژی کل هسته و نوترون در سیستم مرکز جرم E_c می‌باشد که با رابطه (۳-۲۴) در ارتباطند.

چون E_c باید بزرگ‌تر از ε_1 باشد تا پراکندگی غیرکشسان صورت گیرد، نتیجه می‌شود که E_l باید بزرگ‌تر از E_l باشد که $E_l = \frac{A+1}{A} E_c$ است و انرژی E_l به آستانه غیرکشسان معروف می‌باشد. با

^{۳۲} انرژی مفید قابل دسترسی باید از اولین حالت برانگیخته بیش‌تر باشد [۱۱۲].

توجه به رابطه مذکور که اختلاف بین E_i و ε_i در حدود $\frac{1}{A}$ است و با توجه به اینکه انرژی اولین حالت برانگیختگی یعنی ε_i معمولاً با افزایش عدد جرمی کاهش می‌یابد [۱۱۱]، بنابراین عملاً پراکندگی غیر کشسان برای هسته‌های سنگین در انرژی‌های آستانه پایین‌تری نسبت به هسته‌های سبک ($A < 25$) شروع می‌شود. در انرژی‌های بالاتر از انرژی آستانه، سطح مقطع پراکندگی کشسان و غیرکشسان نزدیک است [۱۱۲].

۳- واکنش‌های جذبی:

در این حالت نوترون جذب هسته شده یک یا چند پرتوی گاما-که اشعه گاما جذبی نامیده می‌شود- تابش می‌گردد و این برخورد انرژی‌زا بوده با (n, γ) نشان می‌دهند. از آنجا که نوترون اصلی جذب هسته می‌شود، این عمل نمونه‌ای از واکنش‌هایی است که به برخوردهای جذب مشهورند.

ناپدید شدن نوترون در نتیجه واکنش‌های جذبی، در همه انرژی‌های ممکن اتفاق می‌افتد ولی در انرژی‌های کم، احتمال آن خیلی بیشتر است. به خصوص در انرژی‌هایی که منتج به حالت‌های طویل‌المدت هسته مرکب شود. لزوم عمر طولانی برای هسته به این دلیل است که می‌توان نشان داد که آزاد شدن پرتو گاما از هسته در مقیاس زمان‌های هسته‌ای برهم‌کنش‌ها بسیار طولانی است. به عنوان مثال گردش یک نوکلئون به دور مدارش در هسته حدود 10^{-21} s به طول می‌انجامد و حال آن که برای آزاد شدن پرتو گاما حدود 10^{-14} s لازم است، که اختلافی حدود 10^7 برابر دارند.

وقتی نوترونی بوسیله هسته A_Z جذب می‌شود، ابتدا هسته مرکب $^{A+1}_Z$ در حالت برانگیخته تشکیل می‌شود، زیرا نوترون انرژی جنبشی اولیه و انرژی بستگی خود را به سیستم می‌دهد. سیستم می‌تواند بوسیله آزاد کردن مجدد یک نوترون نظیر پراکندگی کشسان یا با آزاد کردن پرتو گاما کاهش یابد. انرژی برانگیخته هسته مرکب بین تعداد زیادی نوکلئون تقسیم می‌شود، آزاد کردن ذره آنقدر به تاخیر می‌افتد تا یک ذره در اثر برخورد با ذرات دیگر مقداری انرژی بیش از انرژی بستگی خود در هسته کسب

کند. بنابراین منطقی است که انتظار رود وقتی انرژی برانگیختگی بین تعداد زیادی نوکلئون تقسیم شود مقدار متوسط زمانی که طول می کشد تا یک نوکلئون آزاد شود به مراتب بیش تر از حدود 10^{-14} S یعنی متوسط زمان لازم برای آزاد شدن گاما به تاخیر افتد. بدیهی است فرض کنیم مقدار معینی انرژی برانگیختگی در هسته های سنگین نسبت به هسته های سبک بین تعداد زیادتری نوکلئون تقسیم می شود. لذا می توان نتیجه گرفت که جذب پرتوزا در هسته های سبک نسبتاً بی اهمیت است و به تدریج در هسته های سنگین تر اهمیت بیشتری می یابد.

این حقیقت که لازمه جذب پرتوزا تشکیل حالت مرکب طویل المدت است، می تواند برای تعیین این که آیا در یک رزونانس به خصوص، واکنش جذب مهم تر است یا پراکندگی؛ مورد استفاده قرار گیرد. طول عمر یک حالت مرکب؛ متناسب با عکس پهنای می باشد. بنابراین رزونانس های باریک مربوط به جذب می شوند و رزونانس های پهن تر نتیجه واکنش پراکندگی هستند [۱۱۱].

سطح مقطع جذب پرتوزا مانند پراکندگی کشسان به سه ناحیه تقسیم می شود. برای اغلب هسته ها در انرژی های پایین سطح مقطع جذب متناسب با $\frac{1}{\sqrt{E}}$ تغییر می کند که E انرژی نوترون است [۱۱۲]. چون رزونانس های جذب فقط در هسته های متوسط و سنگین یافت می شوند و عناصر بکار رفته در بافت عناصر معمولاً سبک هستند لذا جذب پرتوزا در هسته های سبک نسبتاً بی اهمیت است [۱۱۱].

۴- واکنش های مولد ذرات باردار:

نوترون نیز ممکن است در نتیجه برخوردهای جذبی از نوع (n, p) و (n, α) ناپدید شود. چنین برخوردهایی ممکن است انرژی را یا انرژی گیر باشند.

به طور کلی واکنش های (n, p) و (n, α) و واکنش با دیگر ذرات باردار انرژی گیر است و واکنش با انرژی پایین تر از انرژی آستانه رخ نمی دهد. سطح مقطع های آنها حتی در انرژی های بالاتر از انرژی آستانه، بویژه برای هسته های سنگین تر کوچک است [۱۱۲].

۵- واکنش‌های مولد نوترون:

برخوردهایی نظیر $(n, 2n)$ و $(n, 3n)$ با نوترون‌های پرانرژی رخ می‌دهد، این برخوردها انرژی گیر می‌باشند. زیرا در واکنش $(n, 2n)$ یک نوترون و در واکنش $(n, 3n)$ دو نوترون از هسته کنده می‌شود.

واکنش $(n, 2n)$ معمولاً در دو مرحله انجام می‌گیرد. اول نوترون فرودی به طور کشسان بوسیله هسته هدف پراکنده می‌شود. سپس اگر هسته باقی‌مانده در حالت برانگیخته باشد؛ که از انرژی بستگی سست‌ترین نوترون بیش‌تر باشد، این نوترون می‌تواند از سیستم خارج شود. نوترون‌هایی که به طور غیرکشسان پراکنده می‌شوند، معمولاً بیش‌تر انرژی اولیه خود را در هسته باقی‌مانده به جا می‌گذارند، که به این معنی است که اگر انرژی نوترون فرودی بیش از آستانه واکنش $(n, 2n)$ باشد، احتمال دارد که نوترون دیگری ظاهر شود. در نتیجه سطح مقطع واکنش $(n, 2n)$ در انرژی‌های بیش از آستانه به سرعت با کاهش سطح مقطع غیرکشسان افزایش می‌یابد، زیرا که اکثر نوترون‌های غیرکشسان در این حالت، جزئی از واکنش $(n, 2n)$ به حساب می‌آیند.

انرژی آستانه این واکنش در سیستم آزمایشگاه با رابطه زیر بدست می‌آید:

$$E_t = -\left(\frac{A+1}{A}\right)Q \quad (۲۵-۳)$$

که در رابطه بالا کمیت Q برای واکنش $(n, 2n)$ برابر با انرژی بستگی سست‌ترین نوترون در هسته هدف است. بنابراین در هسته‌هایی که شامل نوترون‌های سست می‌باشند، انرژی آستانه برای واکنش $(n, 2n)$ پایین است. ولی در اکثر هسته‌ها آستانه $(n, 2n)$ در حدود ۷ الی ۱۰ MeV می‌باشد. اگر هسته پس از آزاد کردن نوترون دوم در واکنش $(n, 2n)$ به قدر کافی انرژی برانگیختگی داشته باشد، نوترون سوم را آزاد خواهد کرد. انرژی آستانه برهم‌کنش $(n, 3n)$ بین ۱۱ تا ۱۲ MeV ۳۰ می‌باشد [۱۱۱].

۶- شکافت:

نوترون در برخورد به هسته‌های معینی ممکن است باعث دو پاره شدن هسته شود، یعنی هسته شکسته می‌شود [۱۱۲].

۳-۷ سطح مقطع‌های نوترون با بافت

برای انجام شبیه‌سازی‌های مربوط به میکروذیمتری نیاز به دانستن انواع برهم‌کنش‌های نوترون با عناصر بافت است. بیشینه انرژی نوترون در این پژوهش ۱۰ MeV است. Q واکنش و انرژی آستانه واکنش را با استفاده از روابط (۳-۴) و (۳-۵) و با استفاده از اعداد جرمی موجود در مرجع [۱۱۴] بدست آوردیم که اعداد جرمی بر حسب واحد میکرو جرم اتمی u است. در همین راستا مهم‌ترین سطح مقطع‌های نوترون با عناصر معادل بافت نرم را به تفکیک بررسی کردیم که در ادامه بیان شده است.

۳-۷-۱ هیدروژن

ابتدا با توجه به Q واکنش و انرژی آستانه، اندرکنش‌های ممکن نوترون با هیدروژن تا انرژی ۱۰ MeV بررسی گردید که نتیجه آن در جدول ۳-۱ گزارش شده است.

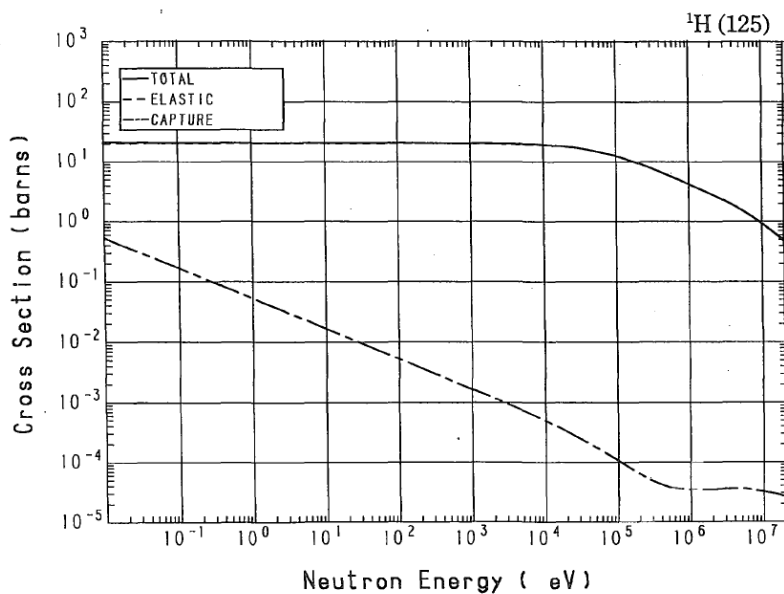
جدول ۳-۱ محاسبه انرژی آستانه و انرژی آزاد شده برهم‌کنش نوترون و هیدروژن

برهم‌کنش	عدد جرمی هدف	عدد جرمی نوترون	عدد جرمی محصول سبک	عدد جرمی محصول سنگین	Q	T _{th}
(n, n)	۱۰۰۷۸۲۵,۰۳۱۹۰	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۱۰۰۷۸۲۵,۰۳۱۹۰	۰	۰
(n, γ)	۱۰۰۷۸۲۵,۰۳۱۹۰	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۰	۲۰۱۴۱۰۱,۷۷۷۸۴	۲,۲۲۴۶	۰

همانطور که ملاحظه می‌گردد؛ واکنش‌های $H(n, \gamma)H$ و $H(n, n)H$ برای این نوترون‌ها ممکن

است. همچنین در شکل ۳-۴ سطح مقطع واکنش‌های نوترون با هیدروژن بر حسب انرژی، اهمیت هر

یک از واکنش‌ها در مقایسه با یکدیگر را نشان می‌دهد.



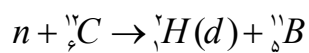
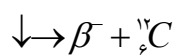
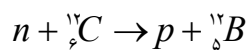
شکل ۳-۴ سطح مقطع نوترون با هیدروژن [۱۱۶]

۳-۷-۲ کربن

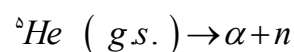
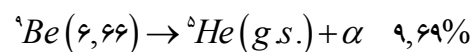
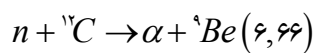
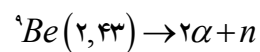
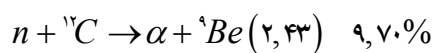
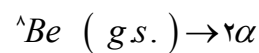
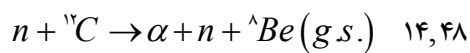
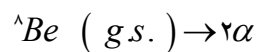
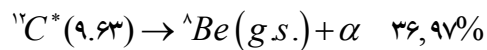
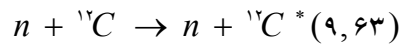
انواع برهم‌کنش‌های نوترون با کربن به صورت زیر می‌باشد:



در جذب پرتوزا نیز برهم‌کنش‌های زیر وجود دارد.



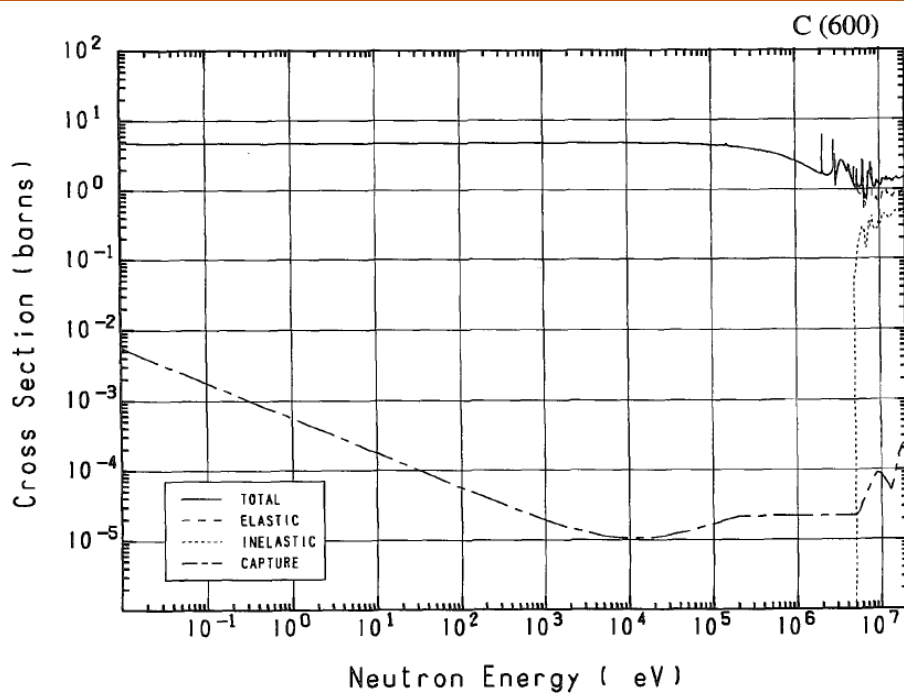
در این عنصر احتمال تولید ۳ آلفا نیز وجود دارد. مثلاً امکان انجام این واکنش در انرژی نوترون MeV ۱۴ از ۸ مد مختلف مرجع [۱۱۷] امکان پذیر است که در ادامه ۴ مد محتمل این اندرکنش بیان شده است.



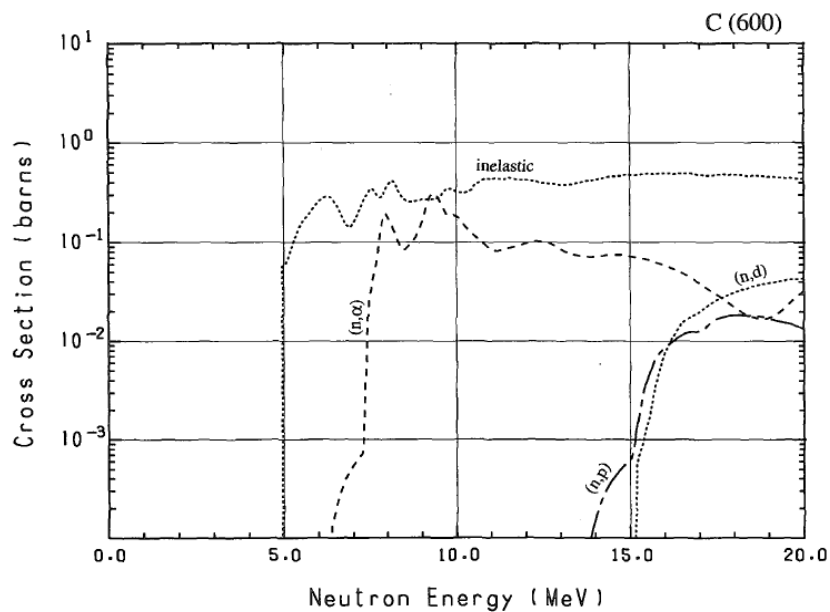
با توجه به Q واکنش، اندرکنش‌های ممکن نوترون با کربن تا انرژی ۱۰ MeV بررسی گردید که نتیجه آن در جدول ۲-۳ گزارش شده است. شایان ذکر است که Q و انرژی آستانه برهم‌کنش $(n, 3\alpha)$ از مرجع [۱۴۱] گزارش شده است. همچنین در شکل‌های ۳-۵ و ۳-۶ سطح مقطع واکنش‌های نوترون با کربن بر حسب انرژی، اهمیت هر یک از واکنش‌ها در مقایسه با یکدیگر را نشان می‌دهد.

جدول ۳-۲ انرژی آستانه و انرژی آزاد شده نوترون با کربن

برهم‌کنش	عدد جرمی هدف	عدد جرمی نوترون	عدد جرمی محصول سنگین	عدد جرمی محصول سبک	Q	T _{th}
(n, n)	۱۲۰۰۰۰۰۰	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۱۲۰۰۰۰۰۰	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۰	۰
(n, γ)	۱۲۰۰۰۰۰۰	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۱۳۰۰۳۳۵۴,۸۳۵۳۴	۰	۴,۹۴۶۴	۰
(n, α)	۱۲۰۰۰۰۰۰	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۹۰۱۲۱۸۳,۰۶	۴۰۰۲۶۰۳,۲۵۴۱۳	-۵,۷۰۲۱	۶,۱۸۱۱
$(n, 3\alpha)$	۱۲۰۰۰۰۰۰	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹			-۷,۲۷۵	۷,۸۸۶
(n, p)	۱۲۰۰۰۰۰۰	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۱۲۰۱۴۳۵۲,۶	۱۰۰۷۸۲۵,۰۳۱۹۰	-۱۲,۵۸۷۱	۱۳,۶۴۳۹
(n, d)	۱۲۰۰۰۰۰۰	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۱۱۰۰۹۳۰۵,۱۶۷	۲۰۱۴۱۰۱,۷۷۷۸۴	-۱۳,۷۳۲۲	۱۴,۸۸۵۱



شکل ۳-۵ برهم‌کنش‌های غیرکشسان، کشسان، گیراندازی و کل نوترون با کربن [۱۱۶]



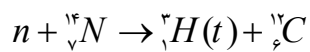
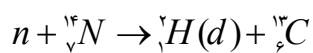
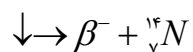
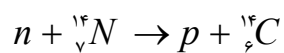
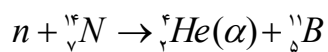
شکل ۳-۶ برهم‌کنش‌های مولد ذرات باردار نوترون با کربن [۱۱۶]

۳-۷-۳ نیتروژن

برهم‌کنش‌های نوترون تا انرژی ۱۰ MeV با نیتروژن عبارتند از:



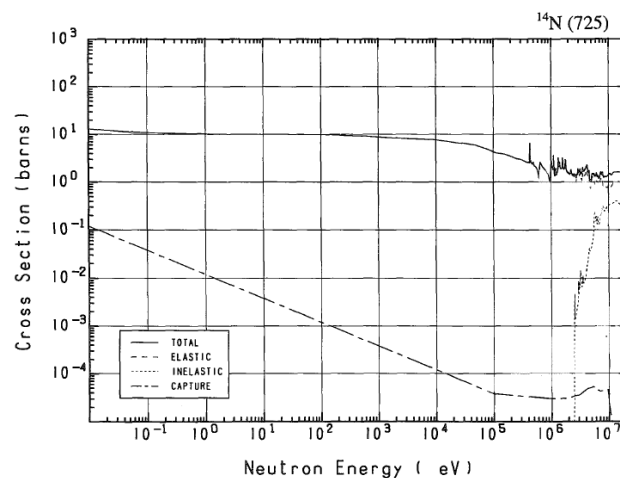
واکنش‌های جذب پرتوزا و نوترون‌زایی نوترون با نیتروژن شامل واکنش‌های زیر است.



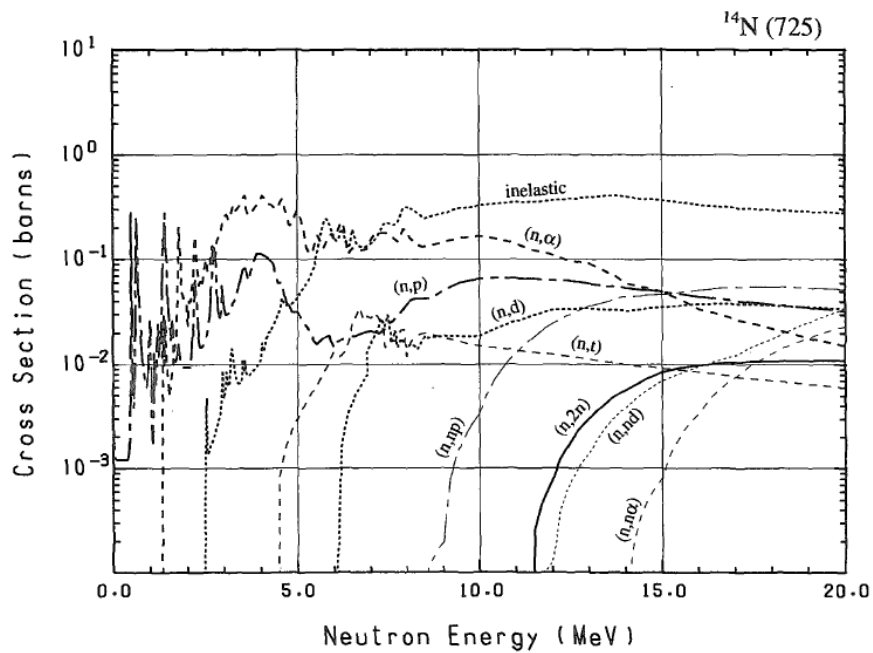
با توجه به Q واکنش، اندرکنش‌های ممکن نوترون با نیتروژن تا انرژی 10 MeV بررسی گردید که نتیجه آن در جدول ۳-۳ گزارش شده است. همچنین در شکل‌های ۷-۳ و ۸-۳ سطح مقطع واکنش‌های نوترون با نیتروژن بر حسب انرژی، اهمیت هر یک از واکنش‌ها در مقایسه با یکدیگر را نشان می‌دهد.

جدول ۳-۳ انرژی آزاد شده و آستانه برهم‌کنش‌های نوترون با نیتروژن

برهم‌کنش	عدد جرمی هدف	عدد جرمی پرتابه	عدد جرمی محصول سبک	عدد جرمی محصول سنگین	Q	T_{th}
(n, n)	۱۴۰۰۳۰۷۴,۰۰۴۲۵	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۱۴۰۰۳۰۷۴,۰۰۴۲۵	۰	۰
(n, γ)	۱۴۰۰۳۰۷۴,۰۰۴۲۵	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۰	۱۵۰۰۰۱۰۸,۸۹۸۳	۱۰,۸۳۳۳۴	۰
(n, p)	۱۴۰۰۳۰۷۴,۰۰۴۲۵	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۱۰۰۷۸۲۵,۰۳۱۹۰	۱۴۰۰۳۲۴۱,۹۸۹	۰,۶۲۵۹	۰
(n, α)	۱۴۰۰۳۰۷۴,۰۰۴۲۵	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۴۰۰۲۶۰۳,۲۵۴۱۳	۱۱۰۰۹۳۰۵,۴۱۶۷	-۰,۱۵۸۱	۰,۱۶۹۵
(n, t)	۱۴۰۰۳۰۷۴,۰۰۴۲۵	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۳۰۱۶۰۴۹,۲۸۱۳۲	۱۲۰۰۰۰۰۰	-۴,۰۱۵۱	۴,۳۰۴۲
(n, d)	۱۴۰۰۳۰۷۴,۰۰۴۲۵	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۲۰۱۴۱۰۱,۷۷۸۴	۱۳۰۰۳۳۵۴,۸۳۵۳۴	-۵,۳۲۶۰	۵,۷۰۹۵



شکل ۷-۳ برهم‌کنش‌های کل، کشسان و غیرکشسان و گیراندازی نوترون با نیتروژن [۱۱۶]



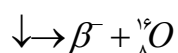
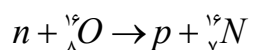
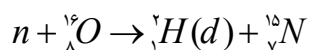
شکل ۳-۸ برهم کنش‌های مولد ذرات باردار و نوترون‌زایی، نوترون با نیتروژن [۱۱۶]

۳-۷-۴ اکسیژن

برهم کنش‌های نوترون با انرژی ۱۲ MeV با اکسیژن عبارتند از:



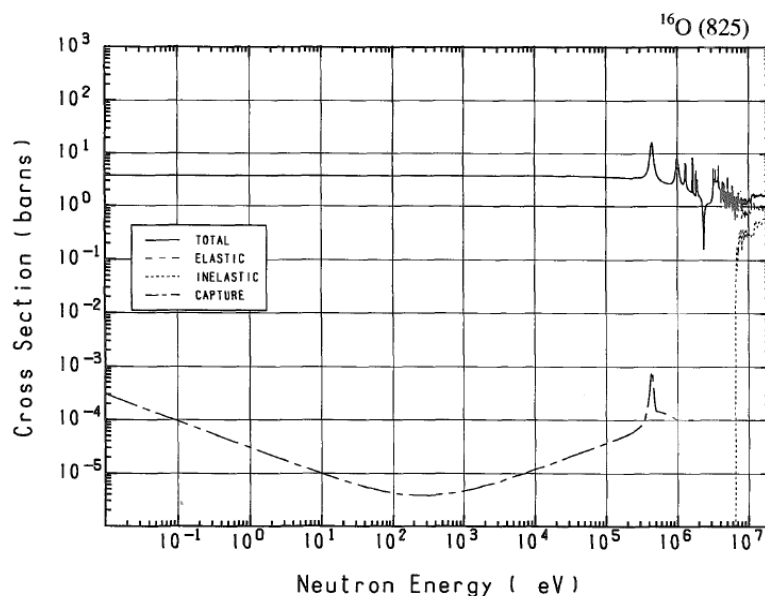
دیگر واکنش‌های نوترون با اکسیژن در این بازه مورد نظر که منجر به ایجاد یک ذره باردار می‌شود عبارتند از:



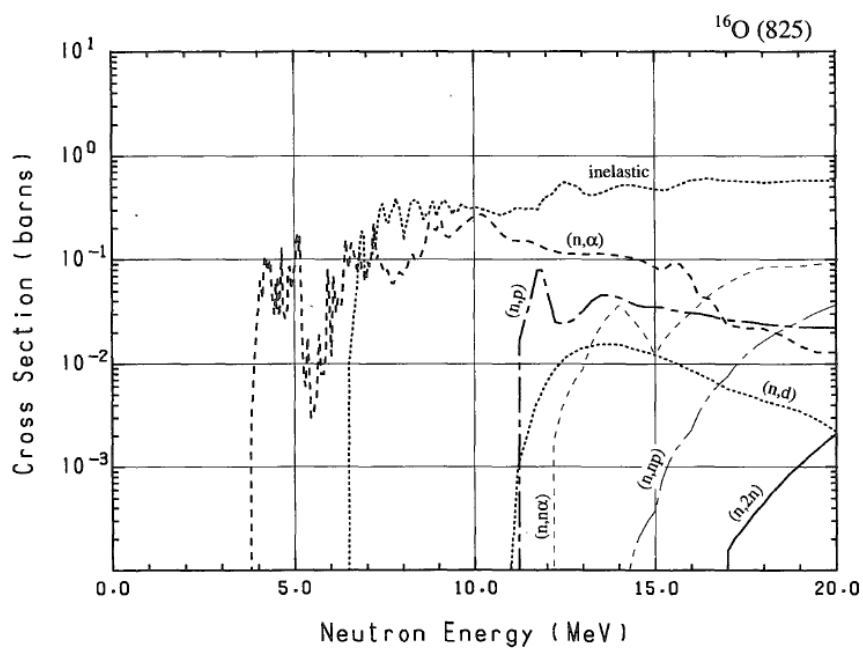
با توجه به Q واکنش، اندرکنش‌های ممکن نوترون با اکسیژن تا انرژی 10 MeV بررسی گردید که نتیجه آن در جدول ۳-۴ گزارش شده است. همچنین در شکل‌های ۳-۹ و ۳-۱۰ سطح مقطع واکنش‌های نوترون با اکسیژن بر حسب انرژی، اهمیت هر یک از واکنش‌ها در مقایسه با یکدیگر را نشان می‌دهد.

جدول ۳-۴ انرژی آزاد شده و انرژی آستانه برهم‌کنش‌های نوترون با اکسیژن

برهم‌کنش	عدد جرمی هدف	عدد جرمی پرتابه	عدد جرمی محصول سبک	عدد جرمی محصول سنگین	Q	T_{th}
(n, n)	۱۵۹۹۴۹۱۴,۶۱۹۳	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۱۵۹۹۴۹۱۴,۶۱۹۳	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۰	۰
(n, γ)	۱۵۹۹۴۹۱۴,۶۱۹۳	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۰	۱۶۹۹۹۱۳۱,۷۵۶۰	۴,۱۴۳۱	۰
(n, α)	۱۵۹۹۴۹۱۴,۶۱۹۳	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۴۰۰۲۶۰۳,۲۵۴۱۳	۱۳۰۰۳۳۵۴,۸۳۵۳۴	- ۲,۲۱۵۶	۲,۳۵۵۳
(n, p)	۱۵۹۹۴۹۱۴,۶۱۹۳	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۱۰۰۷۸۲۵,۰۳۱۹۰	۱۶۰۰۶۱۰,۱,۹	- ۹,۶۳۸۶	۱۰,۲۴۶۱
(n, d)	۱۵۹۹۴۹۱۴,۶۱۹۳	۱۰۰۸۶۶۴,۹۱۵۹	۲۰۱۴۱۰,۱,۷۷۸۴	۱۵۰۰۰۱۰۸,۸۹۸۳	- ۹,۹۰۲۹	۱۰,۵۲۷۰



شکل ۳-۹ برهم‌کنش‌های کل، کشسان، غیرکشسان و گیراندازی نوترون با اکسیژن [۱۱۶]



شکل ۳-۱۰ برهم‌کنش‌های مولد ذرات باردار و نوترون‌زایی، نوترون با اکسیژن [۱۱۶]

۳-۸ نتیجه‌گیری

بنابراین با توجه به محاسبات و مطالب ذکر شده در بخش قبل، برهم‌کنش‌های جدول ۳-۵ برای نوترون‌ها تا انرژی ۱۰ MeV با عناصر ماده معادل بافت ممکن است.

جدول ۳-۵ برهم‌کنش‌های نوترون تا انرژی ۱۰ MeV با بافت

اکسیژن	نیتروژن	کربن	هیدروژن
(n, n)	(n, n)	(n, n)	(n, n)
(n, n')	(n, n')	(n, n')	(n, γ)
(n, α)	(n, γ)	(n, α)	گیراندازی نوترون (قابل چشم‌پوشی در قیاس با پراکندگی کشسان)
	(n, p)	$(n, n' + 3\alpha)$	
	(n, α)		
	(n, t)		
	(n, d)		

فصل ۴: نکات قابل توجه در طراحی میکرو دزیمتر

۴-۱ مقدمه

در این فصل ابتدا دزسنجی و نظریه حفره براگ‌گری و اهمیت آن را بیان می‌کنیم. سپس نظر به اینکه هدف این پژوهش ساخت شمارنده تناسبی با دیواره معادل بافت است و با توجه به اینکه تعداد برهم‌کنش‌ها در میکرودمتری اندک است نیاز به وسیله‌ای که رابطه‌ای خطی بین تعداد یونش‌های اولیه و تعداد یونش‌های نهایی برقرار کند، از اهمیت بالایی برخوردار است. لذا بعضی از نکات حائز اهمیت مثل یکنواختی تکثیر الکترون، گاز، جلوگیری از خطاها مانند عدم یکنواختی آنود و حذف تکثیر از نقاط انتهایی اتصال آنود به کاتود به دلیل تکثیر متفاوت و ... را می‌توان نام برد. بنابراین در این فصل به تعاریف و نکات قابل توجه در طراحی میکرودمتری و مفاهیم مورد نیاز می‌پردازیم.

۴-۲ دز سنجی تابش

هنگامی که دانش پرتوشناسی مراحل اولیه خود را طی می‌کرد، یکای دقیقی که برای حفاظت یا درمان تابش مناسب باشد؛ وجود نداشت. برای حفاظت در برابر تابش دزسنج متداول یک قطعه فیلم دندان بود؛ که یک گیره کاغذی به آن متصل بود. مقدار پرتوگیری روزانه‌ای که می‌توانست، سایه قابل آشکارسازی تولید کند، بیشینه دز مجاز در نظر گرفته می‌شد. برای دزهای زیاده‌تر و یا برای مقاصد درمانی؛ یکای دز اغلب یکای التهاب پوست بود. به دلیل وابستگی زیاد این یکاهای دز به انرژی و نیز کاستی‌های ذاتی دیگر؛ هیچ یک از این دو یکا نمی‌توانست از لحاظ زیست‌شناسی برای مطالعه کمی اثرات زیست‌شناختی تابش یا حفاظتی تابش سودمند باشد. از طرفی چون مقدار انرژی که جسم از میدان تابشی جذب می‌کند، وابسته به انرژی تابش است؛ ناگزیر باید میان پرتوگیری تابش و دز جذب شده تفاوت قائل شویم. در سال ۱۹۲۸ کمیسیون بین‌المللی یکاهای رادیولوژی اندازه‌گیری‌های پرتو (ICRU^{۳۳})، رونتگن را به عنوان واحد اندازه‌گیری پرتو X و γ پذیرفت.

^{۳۳} International Commission On Radiation Units And Measurements

۳-۴ پرتوگیری و رونتگن

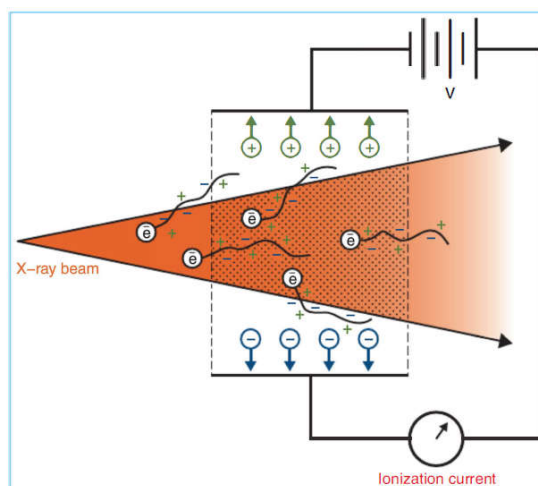
قبل از آن که دستگاه SI پذیرفته شود، یکای پرتوگیری پرتو ایکس، رونتگن بود که با نماد R نشان داده می‌شد. رونتگن به صورت مقداری از تابش ایکس یا گاما تعریف می‌شود که بتواند یون‌های حامل یک ایستا کولن بار (با هر علامتی) در هر سانتی‌متر مکعب هوا در دمای صفر درجه سانتی‌گراد و فشار ۷۶ mmHg را تولید کند. چون هر یون حامل باری برابر $4.8 \times 10^{-10} \text{ StC}$ و جرم هر سانتی‌متر مکعب هوای استاندارد برابر 0.001293 gr است، پرتوگیری یک رونتگن با جذب ۸۷.۷ ارگ در هر گرم هوا متناظر خواهد بود. ارتباط میان پرتوگیری و رونتگن را می‌توان به صورت زیر محاسبه کرد [۱۱۸]:

$$\frac{34 \frac{J}{kg} / \frac{C}{kg} \times 10^6 \frac{erg}{J} \times \frac{1kg}{1000g}}{87.7 \frac{erg}{g} / R} = 3881 R / \frac{C}{kg} \Rightarrow 1X = 3881 R \quad (1-4)$$

کمیت پرتوگیری بر اساس تعداد یون‌های تولید شده در هوا توسط فوتون‌ها، اندازه‌گیری می‌شود. بر اساس تعریف ICRU پرتوگیری X، خارج قسمت dQ به dm می‌باشد. dQ قدر مطلق مجموع یون‌های هم علامت تولید شده در هوا است، هنگامی که تمام الکترون‌های تولید شده، بوسیله فوتون‌ها در جرم dm کاملاً متوقف شوند.

$$x = \frac{dQ}{dm} \quad (2-4)$$

در شکل ۱-۴ تعریف رونتگن تشریح شده است. وقتی یک باریکه X از هوا می‌گذرد، سبب به حرکت درآمدن الکترون‌ها بواسطه برهم‌کنش‌های فتوالکتریک، کامپتون یا تولید زوج می‌شود. این الکترون‌های پر سرعت؛ باعث یونش اتم‌های موجود در مسیرشان می‌شوند. به دلیل میدانی الکتریکی اعمال شده بین صفحات جمع‌کننده یون، بارهای مثبت به سمت صفحه منفی و بارهای منفی به سمت صفحه مثبت، حرکت می‌کنند و این باعث برقراری یک جریان الکتریکی می‌شود. مجموع بارهای الکتریکی را می‌توان با الکترومتر اندازه گرفت.



شکل ۴-۱ تعادل الکترونی در اتاقک هوا [۱۱۹].

طبق تعریف رونتگن، الکترون‌هایی که در یک حجم مشخص، بوسیله فوتون‌ها تولید می‌شوند، بایستی تمام انرژی خود را در فضای محصور بین صفحات (ناحیه جمع‌آوری یون‌ها) صرف یونش کرده و بار یونی کل اندازه‌گیری شود. با این وجود، تعدادی از الکترون‌های تولید شده در حجم مورد نظر؛ انرژی خود را در ناحیه‌ای خارج از ناحیه جمع‌آوری یون‌ها از دست می‌دهند و در نتیجه اندازه‌گیری نمی‌شوند. از طرفی تعدادی از الکترون‌های تولید شده در خارج از حجم مورد نظر نیز ممکن است به ناحیه جمع‌آوری یون‌ها وارد و تولید یون کنند. اگر الکترون‌هایی که به داخل محفظه وارد و از آن خارج می‌شوند با همدیگر برابر باشد، شرایط تعادل الکترونی بوجود می‌آید. در این شرایط، تعریف مناسبی از رونتگن مصداق دارد.

۴-۴ ارتباط بین پرتوگیری و دز

ساختن وسیله‌ای که دیواره‌های آن هوای فشرده باشد، عملاً بسیار دشوار خواهد بود. اما می‌توان وسیله‌ای ساخت که دیواره‌های آن از ماده معادل هوا باشد، یعنی ماده‌ای که خواص جذب پرتو X در آن بسیار شبیه به همین خواص در هوا باشد. اتاقکی که بدین ترتیب ساخته می‌شود اتاقک با دیواره هوا نام دارد. یونش محفظه را عمدتاً الکترون‌های اولیه‌ای باعث می‌شوند که خود نتیجه برهم‌کنش میان پرتوهای

گاما و دیواره هستند، با افزایش ضخامت دیواره؛ فوتون‌های بیش‌تری با آن برهم‌کنش می‌کنند و در نتیجه الکترون‌های اولیه بیش‌تری که عامل یونش گاز درون محفظه هستند، تولید می‌شود. اما اگر ضخامت دیواره به حدی برسد که الکترون اولیه تولید شده در سطح خارجی دیواره انرژی کافی برای عبور از آن و ورود به داخل محفظه نداشته باشد، یونش در محفظه کاهش می‌یابد. ضخامتی از دیواره را که در آن، چنین حالتی آغاز می‌شود، ضخامت تعادلی دیواره می‌نامند.

اتاقک با دیواره هوا، جذب انرژی در هوا را، اندازه‌گیری می‌کند. در بیش‌تر موارد، جذب انرژی در بافت بدن مطرح است. چون جذب انرژی تقریباً با چگالی الکترونی محیط جاذب متناسب است، در کاربرد یکای پرتوگیری در هر ناحیه از انرژی باید توجه داشت که دز جذب شده در بافت بدن؛ لزوماً با دز جذب شده در هوا برای هر نوع تابش، یکسان نیست.

در صورتی که پرتوگیری بر حسب رونتگن باشد، برای بدست آوردن دز جذب شده در بافت (بر حسب راد) می‌توان از رابطه زیر استفاده کرد [۱۱۸]:

$$rad = \frac{17.7}{100} \times \frac{\mu_m / \rho_m}{\mu_a / \rho_a} \times Roentgen \quad (3-4)$$

معادله فوق نشان می‌دهد که مقدار دز جذب شده از هر پرتوگیری را می‌توان با استفاده از نسبت ضریب جذب جرمی محیط به ضریب جذب جرمی هوا بدست آورد. ($1Gy = 100 \text{ rad}$)

۴-۵ شارش و دز برای الکترون

تحت شرایطی که (الف) فوتون‌های تابشی از حجم مورد نظر فرار کنند و (ب) الکترون‌های ثانویه مورد نظر جذب شوند (یا تعادل ذره باردار برای الکترون‌های ثانویه وجود داشته باشد) دز جذبی ماده D_{mat} با شارش الکترونی ماده ϕ_{mat} به صورت زیر در رابطه هستند:

$$D_{mat} = \phi_{mat} \left(\frac{\bar{S}_{col}}{\rho} \right)_{mat} \quad (4-4)$$

که در رابطه بالا $\left(\frac{\bar{S}_{col}}{\rho} \right)_{mat}$ توان توقف جرمی متوسط ماده است.

به علت کند شدن سرعت الکترون‌ها در ماده، همواره توزیع دیفرانسیلی شارش الکترون اولیه وجود دارد که در گستره‌ای از انرژی E_k ، تا انرژی صفر تغییر می‌کند و معمولاً به صورت $\phi_{mat,E}(E)$ نشان داده می‌شود. در این حالت دز جذب شده در ماده را می‌توان با انتگرال‌گیری از رابطه بالا بدست آورد.

$$D_{mat} = \int_0^{E_{max}} \phi_{mat,E}(E) \left(\frac{\bar{S}_{col}}{\rho} \right)_{mat}(E) dE = \phi_{mat} \left(\frac{\bar{S}_{col}}{\rho} \right)_{mat} \quad (5-4)$$

۴-۶ نظریه حفره براگ گری

برای اندازه‌گیری دز جذبی در یک ماده باید از وسیله‌ای که در برابر تابش حساسیت دارد (دزیمر) استفاده نمود. ماده حساس دزیمر با ماده‌ای که دیواره دزیمر از آن ساخته شده، از یک جنس نیستند. نظریه حفره، دز جذبی در ماده حساس دزیمر را به دز جذبی در محیط حفره مربوط می‌کند. در قیاس با برد ذرات باردار ثانویه‌ای که در ماده حفره تولید می‌شوند، ابعاد حفره می‌تواند کوچک، متوسط یا بزرگ فرض شود. مثلاً اگر برد ذرات باردار ثانویه بسیار بیش‌تر از ابعاد حفره باشد، حفره کوچک در نظر گرفته می‌شود. یک نظریه مهم برای حفره‌های کوچک نظریه براگ گری می‌باشد. در این نظریه بررسی می‌شود، اگر در ماده یا بافت، حفره سوزنی ایجاد کنیم؛ تحت چه شرایطی دز ماده (بافت) با دز حفره سوزنی معادل خواهد بود. از این معادل بودن برای ساخت میکرو دزیمر استفاده کرده و با قرار دادن آنود که به ولتاژ ثابت متصل است، شمارش امکانپذیر می‌شود.

شرایط به کارگیری نظریه حفره براگ گری به شرح زیر است:

الف) ابعاد حفره باید در مقایسه با برد ذرات باردار فرودی کوچک باشد، به طوری که حضور آن شارش ذرات باردار در ماده را تغییر ندهد (و توزیع زاویه‌ای آن‌ها را بهم نریزد).

ب) دز جذب شده در حفره باید صرفاً به واسطه ذرات باردار ثانویه باشد (یعنی برخوردهای فوتونی در

حفره ناچیز فرض شود)

شرط الف می‌تواند در مناطق تعادل ذره باردار برقرار باشد. شرط ب به این مطلب اشاره می‌کند که همه الکترون‌هایی که دز داخل حفره را موجب می‌شوند، در خارج از حفره تولید شده‌اند. بنابراین هیچ الکترون ثانویه‌ای در داخل حفره تولید نشده و هیچ الکترونی نیز در حفره متوقف نمی‌شود.

تحت این شرایط و بنابر نظریه حفره براگ گری دز در ماده D_{mat} با دز در حفره D_{cav} با رابطه زیر ارتباط پیدا می‌کند.

$$D_{mat} = D_{cav} \frac{\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{mat}}{\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{cav}} \quad (4-6)$$

که $\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{mat}$ توان توقف جرمی متوسط ماده و $\left(\frac{\bar{S}}{\rho} \right)_{cav}$ توان توقف جرمی متوسط حفره است. در رابطه حفره براگ گری به صراحت اندازه حفره نیامده است، ولی برقراری شرط‌های براگ گری به اندازه حفره بستگی دارد. اندازه حفره نیز خود به برد الکترون‌ها در ماده حفره، جنس ماده حفره و انرژی الکترون وابسته است. به عنوان مثال حفره‌ای که برای پرتوهای فوتونی پر انرژی به عنوان یک حفره براگ گری در نظر گرفته می‌شود، ممکن است در باریکه پرتوهای ایکس با انرژی متوسط یا کم انرژی به صورت حفره براگ گری رفتار نکند [۳].

در صورتی که دیواره دزیمتر از ماده‌ای ساخته شود که خاصیت جذب تابش آن مانند بافت مورد نظر باشد؛ می‌توان با استفاده از اصل براگ گری وسیله‌ای ساخت که دز بافت را، مستقیماً اندازه‌گیری کند. طبق این اصل مقدار یونش تولید شده در یک محفظه کوچک پر از گاز، که در یک محیط جاذب جامد قرار گرفته؛ با انرژی جذب شده در محیط جامد متناسب است. هنگام به کار بردن این اصل باید توجه داشت که شرایط براگ گری برقرار باشد، یعنی محفظه گاز نسبت به محیط جاذب جامد به اندازه کافی

کوچک باشد؛ تا توزیع زاویه‌ای الکترون‌های اولیه تغییر نکند. این شرط هنگامی برآورده می‌شود که الکترون‌های اولیه فقط مقدار کمی از انرژی خود را در گذر از محفظه محتوی گاز از دست بدهند. اگر ضخامت محیط جامد طوری باشد که تعادل الکترونی برقرار شود، آن‌گاه انرژی جذب شده در واحد جرم دیواره (dE_m / dM_m) با انرژی جذب شده در واحد جرم گاز (dE_g / dM_g) به صورت زیر به هم مربوط می‌شوند [۱۱۸]:

$$\frac{dE_m}{dM_m} = \frac{\bar{S}_m}{\bar{S}_g} \times \frac{dE_g}{dM_g} \quad (۷-۴)$$

که در آن $\bar{S}_m$ میانگین توان توقف جرمی ماده دیواره و $\bar{S}_g$ میانگین توان توقف جرمی گاز است. چون مقدار یونش واحد جرم گاز، مستقیماً متناسب با (dE_g / dM_g) است، معادله قبل را می‌توان به صورت زیر نوشت.

$$\frac{dE_m}{dM_m} = \rho_m \times \omega \times J \quad (۸-۴)$$

در این معادله ρ_m نسبت میانگین توان‌های توقف جرمی جامد به گاز، $(\frac{\bar{S}_m}{\bar{S}_g})$ ، میانگین انرژی تلف شده در تولید یک زوج یون در گاز و J تعداد زوج یون‌های تولیدی در واحد جرم گاز است. مقدار ρ_m الکترون‌ها را می‌توان با استفاده از معادله‌های توان توقف بیان شده در فصل ۲ محاسبه کرد [۱۱۹].

۷-۴ شمارنده تناسبی

شمارنده‌های تناسبی برای تقویت بار حاصل از زوج یون‌های اصلی تولید شده در داخل گاز، از پدیده تکثیر گاز استفاده می‌کنند. بنابراین استفاده از شمارنده تناسبی بر پایه تکثیر گاز در موقعیت‌هایی که تعداد زوج یون‌های تولید شده به وسیله تابش بسیار کوچک است، مفید می‌باشد [۱۸]. میکرودمترها معمولاً شمارنده‌های تناسبی با حفره‌های کروی یا استوانه‌ای و دیواره پلاستیک معادل بافت هستند.

آنود از سیم نازکی تشکیل شده که در امتداد طول محور یک تیوپ بزرگ و توخالی که به عنوان کاتود عمل می‌کند؛ قرار گرفته است. آنود بوسیله مارپیچ هم محور احاطه شده، تا تکثیر یکنواختی را در مجاورت آنود ایجاد کنند [۷]. معمولا ولتاژ مارپیچ را ۲۰٪ ولتاژ آنود در نظر می‌گیرند [۵۷، ۱۲۲]. وجود مارپیچ باعث افزایش قدرت تفکیک و تکثیر بزرگ‌تری بدون اعمال ولتاژ بیش‌تر به آنود می‌شود [۱۲۳]. با تقریب، می‌توان در نظر گرفت که تکثیر داخل حجم کوچکی اتفاق می‌افتد که بوسیله مارپیچ در میدان الکتریکی شعاعی با تقارن محوری؛ احاطه شده است [۷]. مارپیچ در پتانسیل مثبت نسبت به دیوار استوانه یا کره یا کاتود قرار گرفته تا بتواند الکترون‌های یونشی میکرودمتر را جمع کند و نسبت به سیم مرکزی یا آنود در پتانسیل منفی قرار دارد تا تکثیر گاز را فراهم کند [۱].

قطبیت اعمال شده در این پیکربندی مهم است. زیرا الکترون‌ها باید به طرف سیم محوری مرکزی حرکت کنند. این قطبیت از دو دیدگاه دارای اهمیت است:

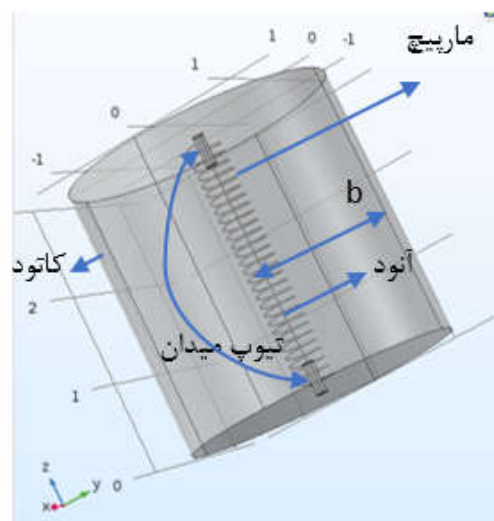
۱- تکثیر گازی به میدان الکتریکی بزرگی نیاز دارد. در هندسه استوانه‌ای، میدان الکتریکی در شعاع r از رابطه زیر به دست می‌آید.

$$E(r) = X = \frac{V}{r \ln \frac{b}{a}} \quad (9-4)$$

که در این رابطه V ولتاژ اعمال شده بین آنود و کاتود و a شعاع سیم آنود و b شعاع داخلی کاتود است. بنابراین مقادیر بزرگ میدان الکتریکی در مجاورت سیم آنود که شعاع r بسیار کوچک است، اتفاق می‌افتد. با توجه به اینکه الکترون‌ها به سمت آنود حرکت می‌کنند به سمت ناحیه‌ای با میدان بسیار قوی کشیده خواهند شد. به جای افزایش بسیار زیاد ولتاژ، می‌توان در شمارنده‌های تناسبی از سیم‌های آنود با قطر کم استفاده کرد، تا میدان الکتریکی قوی مورد نیاز را فراهم کرد.

۲- اگر بخواهیم تکثیر یکنواختی را برای هر زوج یون اولیه‌ای که توسط برهم‌کنش تابش فرودی تولید

می‌شود داشته باشیم، ناحیه تکثیر گازی باید به حجم بسیار کوچکی در مقایسه با حجم کل گاز محدود گردد. در این شرایط تقریباً تمام زوج یون‌های اولیه در بیرون از ناحیه تکثیر گاز تشکیل می‌شوند، بنابراین هر الکترون پیش از شروع فرآیند تکثیر به سادگی در این ناحیه حرکت می‌کند. بنابراین تمام الکترون‌ها صرف نظر از محل اولیه تولید به طور یکسان تکثیر می‌شوند و ضریب تکثیر برای همه زوج یون‌های اولیه یکسان خواهد بود.



شکل ۴-۲ شمارنده تناسبی با در نظر گرفتن تیوپ‌های میدان (رسم شده با نرم‌افزار کامسول)

ناحیه تکثیر زمانی آغاز می‌شود که میدان الکتریکی از آستانه مورد نیاز برای تشکیل بهمن، بیش‌تر شود و تا سطح آنود ادامه می‌یابد [۱].

قدرت تفکیک انرژی در یک شمارنده تناسبی اساساً به این نکته بستگی دارد که مطمئن باشیم هر الکترونی که در رخداد یونش اولیه شکل می‌گیرد، در فرآیند تکثیر گاز با ضریب یکسانی تقویت می‌شود. مهم‌ترین اثر مکانیکی که می‌تواند این تناسب را برهم بزند اعوجاج در یکنواختی معادله (۴-۹) است. یکی از منابع اصلی اعوجاج تغییر قطر سیم آنود در امتداد طول آن است. در این حالت شعاع آنود در همه جای طول شمارنده ثابت نخواهد بود و ضریب تکثیر گازی از نقطه‌ای به نقطه دیگر تغییر خواهد کرد. با توجه به اینکه ساختن سیمی با قطر بزرگ که تغییرات آن در دامنه تغییرات مجاز باشد، آسان

است می‌توان این اثر را با ممنوعیت استفاده از سیم‌های آنود بسیار نازک کمینه کرد.

با وجود این شواهدی عملی وجود دارد که نشان می‌دهد ناهمواری سطح سیم‌های تنگستن با روکش طلا که معمولاً مورد استفاده قرار می‌گیرند، از طرفی، استفاده از یک سیم آنود با کوچک‌ترین قطری که کیفیت سطح آن اجازه می‌دهد؛ مقدار ولتاژ لازم برای یک تکثیر گاز خاص را کاهش می‌دهد. همچنین قدرت تفکیک انرژی را توسط کمینه کردن نوسانات بهمن بهبود می‌دهد.

یکی دیگر از عوامل رایج در اعوجاج میدان، اثراتی هستند که در نزدیکی دو انتهای آنود رخ می‌دهند. میدان الکتریکی در نزدیکی نقطه‌ای که سیم آنود وارد عایق می‌شود می‌تواند به دلیل وجود دیواره‌های انتهایی متصل به کاتود یا هر ساختار رسانای دیگری به شدت اعوجاج پیدا کند. اگر اعوجاج میدان در این نواحی رفع نشود. ضریب تکثیر گازی یون‌های تولید شده در نواحی انتهایی شمارنده نسبت به یون‌هایی که در میانه‌های آنود تولید می‌شود متفاوت خواهد بود.

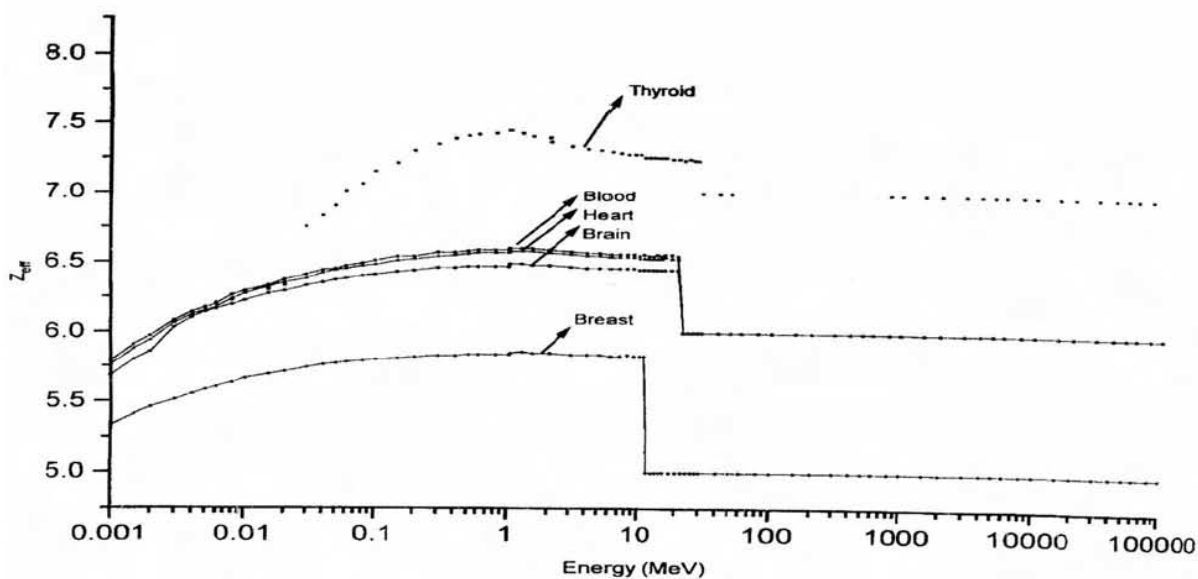
معمول‌ترین راه حل برای مشکل اثر انتها طراحی شمارنده به گونه‌ای است که رخدادهای نزدیک به دو انتها تقویت نشوند و یک گذار سریع بین این نواحی و بقیه حجم آشکارساز رخ دهد. تیوپ‌های میدان از لوله‌های هادی کوتاهی تشکیل می‌شوند که قطری بسیار بزرگ‌تر از سیم آنود دارند که در اطراف سیم آنود قرار می‌گیرند. ولتاژ اعمال شده به تیوپ‌های میدان می‌تواند در حد ولتاژ آنود نگهداری شود اما با توجه به این که قطر آن بزرگ است هیچ تکثیر گازی در ناحیه بین تیوپ میدان و کاتود رخ نخواهد داد [۱۸]. در شکل (۴-۲) شکل شمارنده تناسبی استوانه‌ای را با در نظر گرفتن تیوپ‌های میدان رسم کرده‌ایم. محاسبه ضریب تکثیر مربوط به تیوپ میدان در بخش ۴-۱۰ بیان شده است.

۴-۸ مواد معادل بافت

میکروذیمتری برای ذخیره تابش در هر ماده‌ای استفاده می‌شود، ولی برای شبیه‌سازی توزیع دز تابش در ارگان‌ها و بافت‌ها از مواد معادل بافت استفاده می‌کنیم. مواد معادل بافت برای فانتوم‌ها، رادیولوژی،

فیزیک سلامت، فیزیک تابش، دزیمتری تابش و ... استفاده می‌شوند [۱۲۴]. مواد معادل بافت موادی هستند که سطح مقطع آنها برای برهم‌کنش‌های اتمی بررسی شده که آنها مشابه استانداردهای تعیین شده توسط ICRU هستند. برای تعیین اینکه این مواد واقعا برای فوتون‌ها، معادل بافت باشند، ضرایب تضعیف آن‌ها برای دامنه انرژی از ۱۰ keV تا ۱۰۰ MeV محاسبه می‌شود [۱۲۱].

یک عنصر می‌تواند سه برهم‌کنش گامای غالب؛ شامل فتوالکتریک، کامپتون و تولید زوج داشته باشد. که این برهم‌کنش‌ها به عنوان تابعی از انرژی فوتون و عدد اتمی عنصر بیان می‌شوند. برای تضعیف گاما در ماده‌ای شامل تعدادی عنصر با خواص متفاوت، می‌توان عدد اتمی موثر تعریف کرد. چون احتمال برهم‌کنش به انرژی بستگی دارد، عدد اتمی موثر نیز؛ با انرژی تغییرات اندکی خواهد داشت [۱۲۵].



شکل ۳-۴ عدد اتمی موثر بعضی از بافت‌ها برای اثر فتوالکتریک [۱۲۶]

مثلا در انرژی‌های پایین چون پدیده فتوالکتریک برهم‌کنش غالب پرتو گاما با ماده است، می‌توان عدد اتمی را بر حسب این پدیده رسم کرد [۱۲۶]. در شکل ۳-۴ عدد اتمی موثر بعضی از بافت‌ها برای اثر فتوالکتریک رسم شده است.

رابطه عدد اتمی موثر برای همه برهم‌کنش‌های فوتون در موادی با عدد اتمی پایین به صورت زیر تعریف

می‌شود:

$$Z_{eff} = \frac{\sum_i f_i A_i (\mu / \rho)_i}{\sum_j (f_j A_j / Z_j) (\mu / \rho)_j} \quad (۱۰-۴)$$

که f_i درصد وزنی یا کسر مولی در ترکیب، μ ضریب تضعیف خطی، ρ چگالی، μ / ρ ضریب تضعیف جرمی، A عدد جرمی و Z عدد اتمی است [۱۲۴]. هدف این پژوهش میکرووزیمتری در بافت است و ICRU در جداول ۱-۴ تا ۳-۴ مواد معادل بافت را معرفی می‌کند.

مولفه‌های اساسی بافت‌ها شامل عناصری با عدد اتمی پایین بوده و منبع اصلی اختلاف در توان توقف جرمی، تفاوت در حجم هیدروژن است.

ماده اصلی در ساختمان شمارنده‌های تناسبی معادل بافت، پلاستیک‌های رسانایی هستند که در آن بیش‌تر اکسیژن بافت با کربن جایگزین شده‌اند. یکی از مزیت‌های چنین پلاستیک‌هایی این است که می‌توانند به راحتی مدل شوند و می‌توان با آن‌ها ساختارهای پیچیده و حساس را ساخت. تنوع چنین پلاستیک‌هایی در ابتدا گسترش یافت و A-۱۵۰ توسط شوکا^{۳۴} توسعه یافت. در بعضی نمونه‌ها پلاستیک معادل هوا C-۵۵۲ مفیدتر است. نمونه‌ای از ترکیبات هر دو پلاستیک در جدول ۱-۴ آمده است.

گاز معادل بافت ترکیبات عناصری از بافت ICRU دارد، می‌تواند از مخلوط H, CH, O, N ساخته شود. گاز معادل بافت متان در جدول ۲-۴ در اولین آزمایشات به کار برده شد. گاز معادل بافت پروپان توسط اسروداک^{۳۵} توسعه یافت. این گاز تا حدی امکان بهره تقویت بالاتری را نسبت به متان برای گاز فراهم می‌کند؛ اما معادل بافت کمتری دارد.

^{۳۴} Shoka

^{۳۵} Srodoc

گر چه مایعات در ساختار شمارنده به کار نمی‌روند، آن‌ها اغلب به عنوان جاذب‌ها و پراکننده‌ها در فانتوم‌هایی که در آن شمارنده قرار می‌گیرد؛ مناسب هستند. اغلب یک جایگزین مناسب بافت، آب است.

جدول ۴-۱ ترکیبات عناصر (درصد وزنی) جامدها معادل بافت [۶، ۱۲۷]

H	C	N	O	F	Si	Ca	
۱۰,۱	۱۱,۱	۲,۶	۷۶,۲				بافت ICRU
۱۰,۲	۷۶,۸	۳,۶	۵,۹	۱,۷		۱,۸	A-۱۵۰
۲,۵	۵۰,۲		۰,۴	۴۶,۲	۰,۴		C-۵۵۲

جدول ۴-۲ ترکیبات عناصر (درصد وزنی) گازهای معادل بافت [۶]

H	C	N	O	CH_4	C_3H_8	CO_2	N_2	
۱۰,۲	۴۵,۶	۳,۵	۴۰,۷	۶۴,۴	۰	۳۲,۵	۳,۱	متان
۱۰,۳	۵۶,۹	۳,۵	۲۹,۳	۰	۵۵	۳۹,۶	۵,۴	پروپان

جدول ۴-۳ ترکیبات عناصر مایعات معادل بافت [۶]

H	C	N	O	H_2O	Glycerol	Urea	
۱۱,۱	۰	۰	۸۸,۹	۱۰۰	۰	۰	آب
۱۰,۲	۱۲	۳,۶	۷۴,۲	۶۵,۶	۲۶,۸	۷,۶	TE مایع

تطبیق ناقص ترکیب مورد نیاز این جامدات و گازها، خطاهایی را بیان می‌کنند؛ که وابسته به نوع و انرژی تابش می‌باشد. مثلاً حدوداً زیر ۵۰ keV اثر فتوالکتریک بسیار مهم است و اختلاف در مورد فوتون‌هایی با انرژی ۱۰ keV، در A-۱۵۰ حدود ۳۰٪ می‌باشد. C-۵۵۲ نتایج ضعیف‌تری دارد؛ ولی در فوتون‌های با انرژی بین ۵۰ و ۱ keV، جایگزین خوبی است.

به جز رزونانس‌های باریک در مواد سنگین، دز جذبی در نتیجه نوترون‌های با انرژی کمتر از 10 MeV ، در نتیجه هیدروژن و در انرژی‌های کم نیز در نتیجه نیتروژن است. نسبت هر دوی این عناصر به خوبی در $A-150$ و به طور کافی در ۲ شمارنده گازی تقریب زده شده‌اند. در نوترون‌های پرانرژی برخوردهای کشسان و غیرکشسان با کربن و اکسیژن با اهمیت است و تطبیق ناقص بافت می‌تواند باعث خطاهای قابل ملاحظه‌ای (بیش از ۲۰٪) شود [۶].

۹-۴ اتلاف انرژی بر حسب یونش

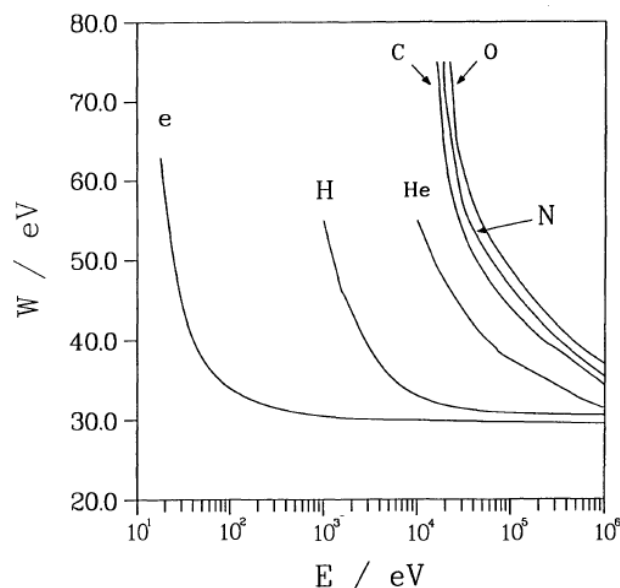
حساس‌ترین اندازه‌گیری‌ها در دزیمتری و بویژه در میکرو دزیمتری؛ یونش‌ها هستند. کمیت W که اصطلاحاً میانگین انرژی مصرف شده در گاز برای تولید جفت یون می‌باشد، عبارت از خارج قسمت انرژی جنبشی ذره باردار و میانگین تعداد جفت یون‌های تولید شده در گاز است. تقریباً نیمی از انرژی ذرات باردار در برانگیزش‌های مولکول‌های گاز صرف شده و نیمی دیگر در یونش‌ها مصرف می‌شود. دزیمتری و میکرو دزیمتری بر مبنای یونش گاز؛ اندازه‌گیری انرژی جذب شده‌ی W است. برخی افت و خیزها یا موارد مختلف خطا که تقریباً همیشه، قابل ملاحظه هستند عبارتند از مقدار W و وابستگی آن به نوع و انرژی اولیه ذرات یونیزان. شکل ۴-۴ مقدار W را به عنوان تابعی از انرژی الکترون‌ها، پروتون‌ها و یون‌های هلیوم، کربن، نیتروژن و اکسیژن در گاز متان معادل بافت نشان می‌دهد.

نتایج مربوط به W را می‌توان به اختصار به صورت زیر بیان کرد: زمانی که سرعت هر ذره بزرگ‌تر از سرعت چرخش الکترون‌های مداری است، W تغییرات کمی دارد و زمانی که این سرعت‌ها قابل مقایسه می‌شوند، W افزایش می‌یابد. گودمن^{۳۶} و کوین^{۳۷} در ۱۹۸۰ نشان دادند که در مخلوط گاز معادل بافت زمانی که انرژی نوترون از ۰٫۱ به 20 MeV افزایش می‌یابد، W به طور نامنظم از ۳۲٫۸ به 31 eV کاهش می‌یابد.

^{۳۶} Goodman

^{۳۷} Coyne

زمانی که تعداد یونش‌ها کم است، در تعیین دز جذبی بوسیله اندازه‌گیری‌های یونش، خطاهای مهم‌تری رخ می‌دهد. این موقعیت بویژه برای میکرودمتری وجود دارد. در بافت‌ها یا مواد معادل بافت که اساساً مورد توجه هستند، اختلاف‌ها برای الکترون‌های سریع و تابش گامای پر انرژی؛ در ابعادی از مرتبه میکرومتر قابل ملاحظه می‌شوند. در عبور از شمارنده شبیه‌سازی شده سایت یک میکرومتری، الکترون 1 MeV می‌تواند در هر یک از چندین برخوردش، بدون ایجاد یونش؛ چندین الکترون ولت از دست بدهد، از این رو در شمارنده تناسبی، سیگنالی تولید نمی‌شود. در ابعاد مرتبه نانومتر چنین اثراتی برای همه تابش‌های یونیزان مهم می‌باشند.



شکل ۴-۴ در گاز معادل بافت به عنوان تابعی از انرژی الکترون‌ها، پروتون‌ها و یون‌های هلیوم، کربن، اکسیژن و

نیتروژن [۶].

انرژی مورد نیاز برای یونش؛ به دقتی که شمارنده تناسبی برای تعیین انرژی جذب شده در گاز به کار می‌رود؛ محدود می‌شود. تعداد یونش‌ها بویژه در زیست‌شناسی می‌تواند بیانگر اثرات تابش، باشد [۶].

۴-۱۰ تکثیر گاز

داخل شمارنده تناسبی تکثیر رخ می‌دهد. تکثیر گاز نتیجه افزایش میدان الکتریکی تا مقادیر زیاد در

داخل گاز است. در مقادیر پایین میدان، الکترون‌ها و یون‌های تولید شده توسط تابش فرودی به طرف الکترودهای جمع کننده مربوطه حرکت می‌کنند. در حین جابه‌جایی این بارها، برخوردهای زیادی با مولکول‌های خنثی رخ می‌دهد. به دلیل تحرک کم، یون‌های مثبت و منفی طی برخوردها، انرژی متوسط بسیار کمی بدست می‌آورند. از طرف دیگر، الکترون‌های آزاد به آسانی با میدان اعمال شده شتاب می‌گیرند و می‌توانند هنگام برخورد دارای انرژی جنبشی چشم‌گیری شوند. اگر این انرژی از انرژی یونش مولکول‌های خنثی گاز بیشتر باشد، باعث تولید زوج یون‌های بیشتری در این برخوردها می‌شود. با توجه به این که میانگین انرژی الکترون‌ها بین برخوردها با افزایش میدان الکتریکی افزایش می‌یابد، مقدار آستانه‌ای برای میدان الکتریکی وجود دارد که برای مقادیر بالاتر از آن یونش ثانویه رخ خواهد داد. الکترونی که توسط این یونش ثانویه آزاد می‌گردد؛ در میدان الکتریکی شتاب می‌گیرد. این الکترون نیز طی حرکت خود با یک مولکول خنثی دیگر گاز برخورد می‌کند و باعث تولید یونش دیگری می‌شود. بنابراین فرآیند تکثیر گاز، شکل آبشاری به خود گرفته که بهمن تاونسند نام دارد. در این بهمن هر الکترون آزاد تولید شده در هر برخورد، توانایی تولید الکترون‌های آزاد بیشتری توسط همان فرآیند را دارد [۱۸].

تحلیل‌های اولیه عملکردهای شمارنده‌های تناسبی، بر این فرض است که رشد نمایی آبشار الکترون با عبارت زیر داده می‌شود:

$$G = \frac{N}{N_0} = e^{\alpha d} \quad (4-11)$$

که بهره تقویت G نتیجه‌ای از تکثیر بوده و عبارت است از نسبت N تعداد الکترون‌ها به N_0 ، تعداد اولیه که روی فاصله d شتاب داده شده‌اند و α ضریب تاونسند^{۳۸} نامیده می‌شود [۲]. محاسبات ضریب تکثیر گاز با انتگرال‌گیری روی فاصله از a شعاع آنود تا b شعاع کاتود ادامه دارد.

^{۳۸} Townsend

$$\ln(G) = \int_a^b \alpha(r) dr \quad (12-4)$$

در اولین تقریب داریم [۵۷]:

$$\alpha = pA \exp\left(-\frac{BP}{E(r)}\right) \quad (13-4)$$

که P فشار گاز و E(r) میدان الکتریکی و A و B ثابت هستند. معمولاً d بر حسب سانتی متر و P بر حسب تور (mmHg) و E(r) بر حسب $V cm^{-1}$ اندازه گیری می شود. کامپیون^{۳۹} (۱۹۷۲) بر اساس گاز متان معادل بافت، A را حدود $10 cm^{-1} torr^{-1}$ و B را $210 V cm^{-1} torr^{-1}$ تعیین کرد.

از نظر فیزیکی؛ A متناسب با معکوس λ ، مسیر آزاد میانگین برای برخوردهای یونش در واحد فشار و B خارج قسمت میانگین پتانسیل یونش گاز (I) و λ است [۶،۵۷].

در مرجع [۵۷] ضریب A برای گاز پروپان $25.1 cm^{-1} torr^{-1}$ و ضریب B برای همین گاز $V cm^{-1} torr^{-1}$ ۳۰۶ در نظر گرفته شده است. ضریب تاونسند در واقع بیانگر میانگین تعداد برخوردهای یونیزان ایجاد شده بوسیله یک الکترون در هر سانتی متر جابجایی از میدان الکتریکی است [۱۰۵].

میدان الکتریکی در شعاع ۲ در هندسه استوانه ای با رابطه (۹-۴) داده شد. با انتگرال گیری از رابطه (۴-۱۲) و جایگذاری روابط (۴-۱۱)، (۴-۱۳) و (۴-۹) خواهیم داشت:

$$\ln G \approx \int_a^c \alpha dr = \frac{AV}{B \ln \frac{b}{a}} \left[e^{-ap \frac{B \ln \frac{b}{a}}{V}} - e^{-cp \frac{B \ln \frac{b}{a}}{V}} \right] \quad (14-4)$$

اگر هدف بدست آوردن ضریب تکثیر بر حسب فاصله باشد کافی است در عبارت بالا به جای عدد b مقدار ۲ را قرار داده تا به ازای فواصل مختلف از آنود، ضریب تکثیر محاسبه شود و بنابراین عبارت به

^{۳۹} Campion

صورت زیر تبدیل خواهد شد [۵۷،۱۲۱].

$$\ln G = \frac{AV}{B \ln \frac{b}{a}} \left[e^{-ap \frac{B \ln \frac{b}{a}}{V}} - e^{-rp \frac{B \ln \frac{b}{a}}{V}} \right] \quad (۱۵-۴)$$

در شمارنده‌های تناسبی، بهتر است؛ تکثیر گاز صرفاً خیلی نزدیک به آنود اتفاق بیفتد به طوری که الکترون‌های آزاد شده؛ تقریباً در همه حجم شمارنده، به طور یکسان تکثیر شوند. با این وجود اگر بهره تقویت یکسان نگه داشته شود، به محضی که فشار کاهش می‌یابد، ناحیه تکثیر به فواصل شعاعی بیش‌تری؛ گسترش می‌یابد. بنابراین نیاز است تا بهره تقویت را افزایش دهیم؛ چون در فشارهای کم‌تر؛ ذرات باردار، انرژی کم‌تری را در شمارنده از دست می‌دهند. این مشکلات بویژه در میکرودمتری قابل توجه هستند چون اغلب یونش‌های کمی در حجم‌های با فشار پایین اتفاق می‌افتد [۵۷،۶].

در هندسه استوانه‌ای که در اغلب شمارنده‌های تناسبی و در میکرودمتری این پژوهش به کار می‌رود، میدان الکتریکی در جهت انتشار بهمن افزایش می‌یابد و رشد بهمن با فاصله شدیدتر می‌گردد. در شمارنده‌های تناسبی، بهمن زمانی پایان می‌یابد که تمام الکترون‌های آزاد توسط آنود جمع‌آوری شوند. در شرایط مناسب تعداد یونش‌های ثانویه می‌تواند متناسب با زوج یون‌های اولیه تشکیل شده، باقی بماند؛ اما تعداد کل یون‌ها می‌تواند هزاران برابر شود. این تقویت بار در داخل آشکارساز می‌تواند نیاز به تقویت کننده خارجی را کاهش داده و همچنین نسبت سیگنال به نویز را به صورت قابل ملاحظه‌ای بهبود دهد [۱۸].

۴-۱۱ گازهای پرکننده و منبع گاز

از آنجایی که تکثیر گاز شدیداً به حرکت الکترون‌های آزاد به جای یون‌های منفی کند، وابسته است؛ لذا گاز پرکننده شمارنده‌های تناسبی باید از گازهایی انتخاب گردد که ضریب الکترون‌گیری محسوسی ندارند. چون در این صورت با الکترون‌ها ترکیب شده و تعداد ذراتی را که منجر به تکثیر نهایی می‌شود، کاهش خواهند داد.

تکثیر گازی در شمارنده‌های تناسبی بر مبنای یونش‌های ثانویه حاصل از برخورد الکترون‌ها با مولکول‌های خنثی گاز است. علاوه بر یونش، این برخوردها می‌توانند باعث برانگیختگی مولکول‌های گاز، بدون ایجاد الکترون ثانویه شوند. این مولکول‌های برانگیخته مستقیماً در بهمن شرکت نمی‌کنند اما با گسیل یک فوتون مرئی یا فرابنفش به حالت پایه خود برمی‌گردند. این فوتون‌ها می‌توانند از طریق برهم‌کنش فوتوالکتریک با پوسته‌های الکترونی با انرژی بستگی کمتر باعث تولید یونش اضافی در گاز شوند یا از طریق برهم‌کنش با دیواره شمارنده باعث تولید الکترون شوند. هر چند که این رخدادهای القا شده توسط فوتون در ناحیه عملکرد گایگر مولر دارای اهمیت هستند؛ اما به طور کلی در شمارنده‌های تناسبی نامطلوب هستند زیرا باعث به هم خوردن تناسب و یا تولید پالس‌های نادرست می‌شوند.

بررسی‌ها حاکی از این است که افزایش مقدار کمی از گازهای چند اتمی مانند متان به بسیاری از گازهای پرکننده معمولی، این رخدادهای القا شده توسط فوتون را کاهش می‌دهند. این گازها فوتون‌ها را به گونه‌ای جذب می‌کنند که باعث تولید یونش اضافی نمی‌شوند. اغلب گازهای تک اتمی شمارنده‌ها که در مقادیر بالای تکثیر گازی کار می‌کنند به این پایدار کننده‌های چند اتمی نیاز دارند. این گاز چند اتمی اغلب گاز فرونشان نامیده می‌شود [۱۸]. در این گازها با تجزیه گاز، رخدادهای القا شده توسط فوتون را کاهش می‌دهند [۲].

در مطالعات دزیمتری از گاز پرکننده‌ای استفاده می‌کنند که به طور تقریبی، ترکیب نزدیک به بافت زنده داشته باشند [۱۸]. کیفیت اندازه‌گیری‌های میکرو دزیمتری به گاز در شمارنده‌های تناسبی وابسته بوده و ضروری است تا گازها ترکیب اتمی صحیح داشته باشند.

به کار بردن سیستم جریان گاز با طراحی مناسب بهترین راه اطمینان از فشار و ترکیبات ثابت می‌باشد. با این وجود به دلیل مشکلات و محدودیت‌های فیزیکی، شمارنده‌ها، اغلب در حالت مهر و موم به کار می‌روند. در صورتی که مهر و موم مناسب باشد؛ اندازه‌گیری‌ها با مینیمم تغییرات در ترکیب گاز شمارنده همراه بوده و به صورت رضایت بخشی برای روزها و حتی هفته‌ها کار می‌کنند [۶].

۴-۱۲ اثر دیوار

شمارنده‌های تناسبی با دیواره‌های معادل بافت و گاز معادل بافت برای شبیه‌سازی میکروسکوپی بافت استفاده می‌شوند. این شمارنده‌ها می‌توانند منجر به انحراف توزیع‌های میکروسکوپی تجربی در نتیجه اختلاف چگالی بین حفره و دیوار اطراف شوند. این اثرات، اثر دیوار نامیده می‌شوند. این اثرات حتی اگر گاز و دیوار شمارنده ترکیب یکسانی داشته باشند نیز رخ می‌دهد. این اثرات در نتیجه این واقعیت اتفاق می‌افتند که انرژی‌های ذخیره شده در امتداد خطوط مستقیم نیستند و این مورد به این دلیل است که ذرات می‌توانند پراکنده شوند و مسیرهای آن‌ها می‌تواند شاخه‌های دوم نیز داشته باشد. در ادامه چند نمونه از اثرات دیوار بیان شده است [۷].

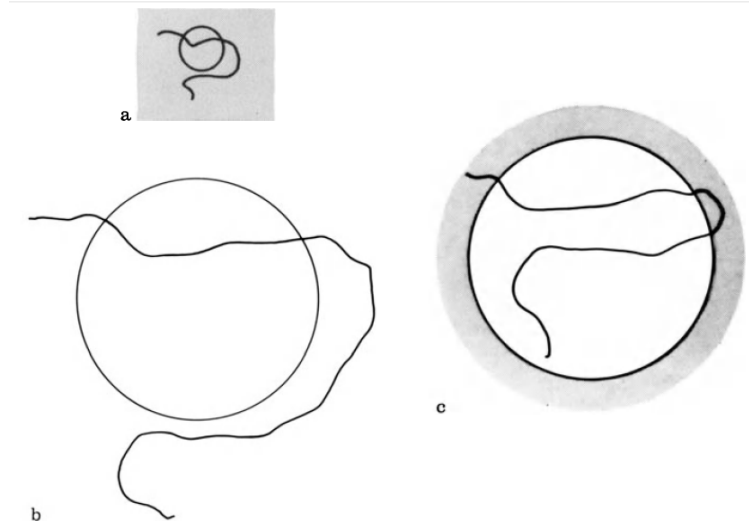
در شکل ۴-۵ مثالی با بزرگنمایی افراطی در چگالی‌های متفاوت نشان داده شده است. اثر دیوار در ماده‌ای با چگالی بالا و چگالی پایین در شکل‌های a و b مشاهده می‌شود و در c کج شدگی مسیر بعد از عبور از ماده‌ای با چگالی پایین که به ماده‌ای با چگالی بالا می‌رسد، منعکس شده و سپس مجدداً ماده با چگالی پایین را طی می‌کند؛ که به این اثر ورود مجدد می‌گویند. این اثر برای ذرات سنگین صرف‌نظر می‌شود. ولی برای الکترون‌ها، بویژه الکترون‌هایی که انرژی زیر ۱ MeV و بردی بزرگ‌تر از قطر سایت دارند، مهم است. کلرر^{۴۰} تخمین زد که نرخ برگشت مجدد ۲۰٪ است.

اثر پرتو δ (دلتا^{۴۱}) در ورود همزمان، ذرات باردار سنگین و یکی از تابش‌های دلتای آن؛ در شکل ۴-۶ نشان داده شده است. کلرر تخمین زد که برای پروتون‌های ۵ MeV تعداد رویدادهای دوگانه حدود ۱۵٪ است. برخلاف اثر برگشت مجدد الکترون‌ها، که انرژی ذخیره شده در دو شاخه آن قابل قیاس هستند، انرژی ذخیره شده بوسیله پرتو δ ، از انرژی ذخیره شده بوسیله ذره سنگین، خیلی کوچک‌تر

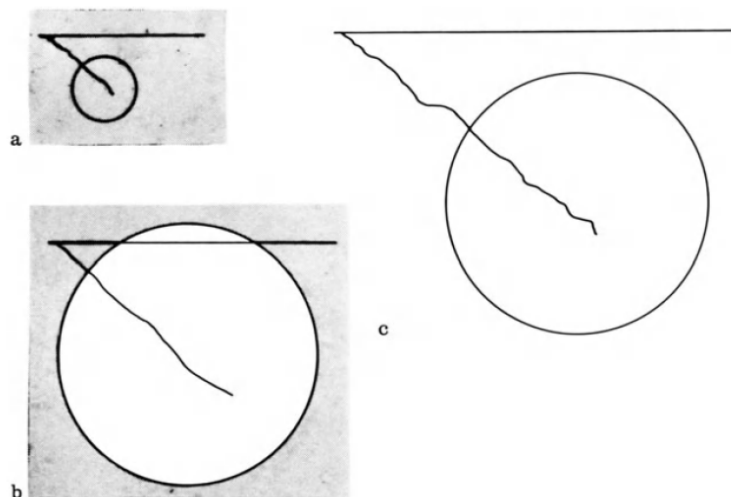
^{۴۰} Kellerer

^{۴۱} در برانگیزش یا یونش اتمی، ممکن است الکترون بیرون انداخته شود، در صورتی که این الکترون انرژی کافی برای ایجاد یونش دیگری را داشته باشد، به آن الکترون دلتا گویند.

است. با این وجود اگر ذره اولیه الکترون است، انرژی ذخیره شده در سایت با انرژی ذخیره شده بوسیله پرتو δ آن می‌تواند کم‌تر یا قابل مقایسه باشد. بنابراین اثر دیوار فاکتور اصلی در میکرودمتری الکترون است [۶].



شکل ۴-۵ اثر دیوار a ماده با چگالی بالا، b ماده با چگالی پایین و c ورود مجدد در اثر ۲ ماده با چگالی متفاوت [۶]



شکل ۴-۶ اثر پرتو دلتا. ذره اولیه الکترون ثانویه‌ای را در سایت کروی تزریق می‌کند. a و c محیط مواد چگالی بالا و پایین را نمایش می‌دهند. در b به دلیل اختلاف چگالی بین حفره و ماده اطراف، ذره اولیه و پرتو دلتا در حفره همزمان ظاهر می‌شوند [۶].

۴-۱۳ تعیین ابعاد در طراحی میکروذیمتر

هدف ما طراحی و در نهایت ساخت یک میکروذیمتر است و در طراحی میکروذیمتر از استوانه راست^{۴۲} استفاده خواهیم کرد. میکروذیمترها ابزارهایی در ابعاد میکرون هستند. چون استفاده و کار با این ابعاد مشکل است، بنابراین به دنبال راهی هستیم تا در اندازه‌گیری‌های طیف‌های میکروذیمتری با شمارنده تناسبی معادل بافت (TEPC)^{۴۳} [۱۲۸] در شبیه‌سازی حجم‌های کوچک، بتوان از حجم‌های گازی بزرگ و کم فشار معادل با آن استفاده کرد.

برای یک کره‌ی معادل بافت با قطر d_t و توان توقف جرمی متوسط $\left(\bar{S}/\rho\right)_t$ و کره‌ی پر شده با گاز با قطر d_g و توان توقف جرمی متوسط $\left(\bar{S}/\rho\right)_g$ تعادل انرژی را به صورت زیر خواهیم داشت [۷]:

$$\Delta E_t = \left(\bar{S}/\rho\right)_t \rho_t d_t = \left(\bar{S}/\rho\right)_g \rho_g d_g = \Delta E_g \quad (۴-۱۶)$$

که ΔE_t , ΔE_g میانگین انرژی به جا مانده از ذرات باردار در بافت و گاز است.

قضیه فانو بیان می‌کند که در محیطی با ترکیب اتمی معین، که در معرض شار یکنواختی از ذرات اولیه قرار گرفته است، شار ذرات ثانویه، یکنواخت و مستقل از چگالی محیط و تغییرات چگالی نقطه به نقطه محیط است [۱۲۹]. بنابراین تحت این شرایط شار از تغییرات چگالی مستقل است و لذا سطح مقطع برهم‌کنش‌ها و توان توقف ذرات مستقل از چگالی است. این قضیه متضمن انجام شرایط نظریه حفره براگ‌گری می‌باشد. یادآوری می‌شود که در این نظریه دو شرط باید برقرار باشد:

الف) ابعاد حفره باید در مقایسه با برد ذرات باردار فرودی کوچک باشد، به طوری که حضور آن شارش ذرات باردار در ماده را تغییر ندهد (و توزیع زاویه‌ای آن‌ها را بهم نریزد). ب) دز جذب شده در حفره باید

^{۴۲} استوانه راست به استوانه‌هایی گفته می‌شود که قطر و ارتفاع برابر دارند.

^{۴۳} Tissue Equivalent Proportional Counter

صرفاً به واسطه ذرات باردار عبوری از آن باشد. همه ذراتی که دز داخل حفره را موجب می‌شوند، در خارج از حفره تولید شده‌اند و به طور کامل از حفره عبور می‌کنند. بنابراین هیچ ذره ثانویه‌ای در داخل حفره تولید نشده و هیچ ذره‌ای نیز در حفره متوقف نمی‌شود [۳].

در میکرودمتری با دیواره معادل بافت نرم باید نظریه حفره براگ گری برقرار باشد، پس شروط این نظریه، شار یکنواخت و مستقل از چگالی ثانویه قضیه فانو را تضمین می‌کند.

پس بنابراین رابطه بالا برای یک گاز با ترکیب اتمی معین، که مشابه بافت است؛ با شرط این که اگر توان توقف‌ها مستقل از چگالی باشند، به معادله زیر تبدیل خواهد شد [۷]:

$$\rho_l d_l = \rho_g d_g \quad (۱۷-۴)$$

بنابراین می‌توان یک حجم میکرودمتری را به حجم میلی‌دمتری یا سانتی‌دمتری کم فشار معادل آن، برابر دانست. مثلاً کره پر شده با گاز معادل بافت پروپان با چگالی $\frac{gr}{cm^3} \times 10^{-4} \times 4$ با قطر ۲,۵ cm، با یک سایت $10 \mu m$ با چگالی واحد، معادل خواهد بود.

$$4 \times 10^{-4} \frac{gr}{cm^3} \times 2,5 cm = L \times 1 \frac{gr}{cm^3} \Rightarrow L = 10 \mu m \quad (۱۸-۴)$$

شبیه‌سازی نواحی میکرودمتری در جامدها بوسیله حجم‌های گازی که از نظر هندسی مشابه بوده و ابعاد موثر یکسان دارند؛ از مشکل تعیین انرژی جذب شده در حجم‌هایی با سائز میکرومتر جلوگیری می‌کند.

همچنین برای تعیین ابعاد در شرایط متفاوت نیاز به رابطه‌ای داریم که بتوان با داشتن دما و فشار، چگالی گاز مورد نظر را بدست آورد. بنابراین به علت کم بودن فشار می‌توان از قانون فشار در گازهای ایده‌آل استفاده کرد و خواهیم داشت:

$$PV = nRT = \frac{m}{M} RT \quad (۱۹-۴)$$

که در رابطه فوق R ثابت جهانی گازها و برابر $۸,۳۱۴ \frac{J}{mol^{\circ}K}$ و m جرم گاز و M جرم مولی گاز بر حسب $\frac{kg}{mol}$ و P فشار بر حسب پاسکال و T دما بر حسب کلوین و V بر حسب m^3 می باشد. با توجه به رابطه چگالی که برابر است با $\rho = \frac{m}{V}$ رابطه فوق به صورت زیر تبدیل شده و می توان با دانستن فشار و دما و جرم مولی گاز، چگالی گاز را بدست آورد.

$$P = \frac{m}{VM} RT \Rightarrow P = \rho \frac{RT}{M} \Rightarrow \rho = \frac{MP}{RT} \quad (۲۰-۴)$$

معمولا در میکرودمزیمتری فشار را بر حسب واحد تور^{۴۴} بیان می کنند. یک تور معادل یک میلی متر جیوه می باشد. روابط زیر برای فشار و دما صادق است.

$$\theta^{\circ}K = \theta^{\circ}C + ۲۷۳,۱۵$$

$$۱mmHg = ۱۳۳,۲۲۲۴Pa \quad (۲۱-۴)$$

۴-۱۴ منابع خطا در میکرودمزیمتری

لیندبورگ^{۴۵} بعضی از موارد خطا را در میکرودمزیمتری به شرح ذیل بیان کرد: خطاهای برون یابی، خطاهای آماری، اندازه گیری فشار و ...

مینزل^{۴۶} و همکارانش خطای اثر دیوار را در نظر گرفتند [۱۳۰]. همچنین دیگر خطاها نتیجه تغییر در، تعداد الکترون های تولید شده در فرآیندهای تکثیر و نویز در سیستم تقویت الکترونیکی است.

تقریبا در همه اندازه گیری های میکرودمزیمتری از شمارنده تناسبی استفاده می شود. این ابزارها محدودیت های ذاتی و نیز عیوب فنی دارند، از جمله اعوجاج در سطح آنود و هم مرکز نبودن محور آنود با راستای مرکز شمارنده تناسبی [۱۸]. در موارد زیادی واریانس نسبی معرفی شده؛ می تواند محاسبه

^{۴۴} Torr

^{۴۵} Lindborg

^{۴۶} Menzel

یا اندازه‌گیری شود؛ که امکان تصحیح مناسب را فراهم می‌آورد.

۴-۱۵ نتیجه‌گیری

از مطالب این فصل دریافتیم در صورتی که دیواره دزیمتر از ماده‌ای ساخته شود که خاصیت جذب تابش آن مانند بافت مورد نظر باشد؛ می‌توان با استفاده از اصل براگ گری وسیله‌ای ساخت که دز بافت را، مستقیماً اندازه‌گیری کند. میکرو دزیمترها معمولاً شمارنده‌های تناسبی هستند که آنود با ماریپیچ احاطه شده است و وجود ماریپیچ باعث افزایش قدرت تفکیک و تکثیر بزرگ‌تری بدون اعمال ولتاژ بیش‌تر به آنود می‌شود. در شمارنده تناسبی هر الکترونی که در رخدادهای یونش اولیه شکل می‌گیرد، باید در فرآیند تکثیر گاز با ضریب یکسانی تقویت شود. از منابع اصلی اعوجاج در یکنواختی میدان تغییر قطر سیم آنود و اثرات انتهای آنود هستند. میدان الکتریکی در نزدیکی نقطه‌ای که سیم آنود وارد عایق می‌شود می‌تواند به دلیل وجود دیواره‌های انتهایی متصل به کاتود یا هر ساختار رسانای دیگری به شدت اعوجاج پیدا کند که باعث تفاوت در ضریب تکثیر گازی یون‌های تولید شده در نواحی انتهایی شمارنده نسبت به یون‌های میانه‌های آنود شود. برای مشکل اثر انتها می‌توان از تیوپ‌های میدان استفاده کرد. تیوپ‌های میدان از لوله‌های هادی کوتاهی با قطری بسیار بزرگ‌تر از سیم آنود هستند که در اطراف سیم آنود قرار می‌گیرند. با توجه به قطر بزرگ آن‌ها هیچ تکثیر گازی در ناحیه بین تیوپ میدان و کاتود رخ نخواهد داد.

همچنین دریافتیم که مواد معادل بافت موادی هستند که سطح مقطع آن‌ها برای برهم‌کنش‌های اتمی بررسی شده که مشابه استانداردهای تعیین شده توسط ICRU هستند. برای تعیین اینکه این مواد واقعاً برای فوتون‌ها، معادل بافت باشند، ضرایب تضعیف آن‌ها برای دامنه انرژی از ۱۰ keV تا ۱۰۰ MeV محاسبه می‌شود. تطبیق ناقص ترکیب مورد نیاز این جامدات و گازها، خطاهایی را بیان می‌کنند؛ که وابسته به نوع و انرژی تابش می‌باشد. به عنوان مثال، حدوداً زیر ۵۰ keV اثر فتوالکتریک بسیار مهم است و اختلاف در مورد فوتون‌هایی با انرژی ۱۰ keV، در ۱۵۰-A حدود ۳۰٪ می‌باشد.

ضریب تاونسند در واقع بیانگر میانگین تعداد برخوردهای یونیزان ایجاد شده بوسیله یک الکترون در هر سانتی متر جابجایی از میدان الکتریکی است. علاوه بر یونش، این برخوردها می توانند باعث برانگیختگی مولکول های گاز، بدون ایجاد الکترون ثانویه شوند و با گسیل یک فوتون مرئی یا فرابنفش به حالت پایه خود برمی گردند. این فوتون ها می توانند از طریق برهم کنش فوتوالکتریک با پوسته های الکترونی با انرژی بستگی کم تر باعث تولید یونش اضافی در گاز شوند یا از طریق برهم کنش با دیواره شمارنده باعث تولید الکترون شوند. در شمارنده های تناسبی این اثر نامطلوب است زیرا باعث به هم خوردن تناسب و یا تولید پالس های نادرست می شوند که افزایش مقدار کمی از گازهای چند اتمی مانند متان (گاز فرونشان) به بسیاری از گازهای پرکننده معمولی، این رخدادهای القا شده توسط فوتون را کاهش می دهند.

برای برقراری شرایط نظریه حفره براگ گری باید الف) ابعاد حفره باید در مقایسه با برد ذرات باردار فرودی کوچک باشد، به طوری که حضور آن شارش ذرات باردار در ماده را تغییر ندهد (و توزیع زاویه ای آن ها را بهم نریزد). ب) دز جذب شده در حفره باید صرفا به واسطه ذرات باردار ثانویه باشد (یعنی برخوردهای فوتونی در حفره ناچیز فرض شود). قضیه فانو بیان می کند که در محیطی با ترکیب اتمی معین، که در معرض شار یکنواختی از ذرات اولیه قرار گرفته است، شار ذرات ثانویه، یکنواخت و مستقل از چگالی محیط و تغییرات چگالی نقطه به نقطه محیط است [۱۲۹]. بنابراین تحت این شرایط شار از تغییرات چگالی مستقل است و لذا سطح مقطع برهم کنش ها و توان توقف ذرات مستقل از چگالی است. این قضیه متضمن قضیه حفره براگ گری است.

شبیه سازی نواحی میکرودمتری در جامدها بوسیله حجم های گازی که از نظر هندسی مشابه بوده و ابعاد موثر یکسان دارند؛ از مشکل تعیین انرژی جذب شده در حجم هایی با سایز میکرومتر جلوگیری می کند. می توان با استفاده از قضیه حفره براگ گری و قضیه فانو، یک حجم میکرومتری را به حجم میلی متری یا سانتی متری کم فشار معادل آن، برابر دانست. مثلا کره پر شده با گاز معادل بافت پروپان

با چگالی $4 \times 10^{-4} \frac{gr}{cm^3}$ با قطر ۲,۵ cm، با یک سایت $10 \mu m$ با چگالی واحد، معادل خواهد بود.

فصل ۵: شبیه‌سازی‌های میکرو و دزیمتر

۵-۱ مقدمه

در این فصل شبیه‌سازی‌ها و نتایج مربوط به طراحی میکرودزیمر، نحوه و نکات لازم در ساخت میکرودزیمر استوانه‌ای و نتایج آزمایشات تجربی را بیان کردیم. همانطور که در فصل گذشته بیان شد؛ میکرودزیمرها از آنود و کاتود تشکیل شده و برای افزایش وضوح و تقویت تکثیر از مارپیچی در نزدیکی آنود استفاده می‌کنند. میدان باید قبل و بعد از مارپیچ تقریباً پیوسته باشد، لذا جهت شبیه‌سازی‌های مربوط به میدان میکرودزیمر از کد شبیه‌سازی کامسول^{۴۷} استفاده نمودیم. برای این منظور ابتدا این نرم‌افزار معرفی و پیوستگی میدان الکتریکی بررسی می‌گردد. سپس پارامترهای موثر در ساخت میکرودزیمر را با استفاده از شبیه‌سازی تراپرد ذرات در کد GEANT4^{۴۸} بررسی و نتایج آن بیان شده است. بر اساس نتایج این شبیه‌سازی‌ها اقدام به ساخت نمونه آزمایشگاهی میکرودزیمر کرده و موارد لازم در طراحی تجربی میکرودزیمر و نتایج تجربی بیان شده است.

۵-۲ معرفی نرم‌افزار کامسول

نرم افزار کامسول چند منظوره بوده و با استفاده از روش‌های حل عددی پیشرفته اقدام به مدل‌سازی و شبیه‌سازی مسائل فیزیک محور می‌کند. با استفاده از این نرم‌افزار قادر خواهیم بود که پدیده‌های شامل چند فیزیک و یا پدیده‌های جفت شده به هم^{۴۹} را به کمک بیش از ۳۰ ماژول موجود در این نرم‌افزار تحلیل کنیم.

جهت شبیه‌سازی پدیده‌های مختلف، ابزارهای متفاوتی در این نرم‌افزار وجود دارد. این نرم‌افزار طیف وسیعی از کاربردها شامل الکتروسیسته، مغناطیس، اکوستیک، شارش سیالات، انتقال حرارت، اپتیک، پلاسما، الکتروشیمی و نیمه‌رساناها را در بر می‌گیرد. جهت حل مسئله مورد نظر ابتدا باید برای مسئله

^{۴۷} Comsol

^{۴۸} GEometry And Tracking

^{۴۹} Coupled

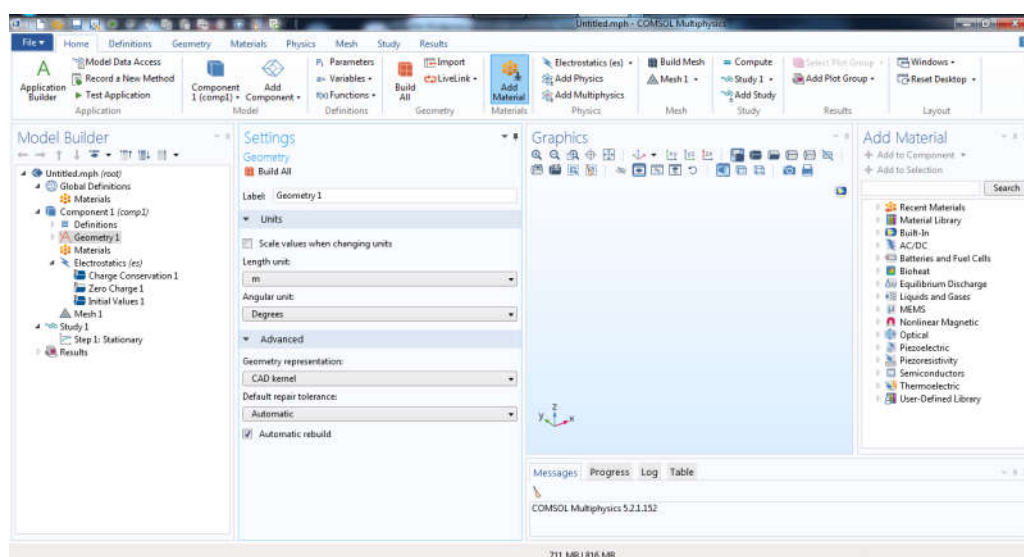
مورد نظر ابعاد کاری (یک بعدی، دو بعدی و یا سه بعدی)، مد عملکردی (مطابق مدهای بیان شده در فوق) و واحدهای اندازه گیری (طول و زاویه) را تعریف کنیم. سپس با استفاده از ابزارهای طراحی موجود در برنامه، هندسه مورد نظر را رسم کرده و باید به هر قسمت از هندسه مسئله یک ماده نسبت دهیم. در کتابخانه مواد نرم افزار، حدود ۲۵۰۰ ماده با خواص فیزیکی مختلف وجود دارد. همچنین در این نرم افزار امکان تعریف ماده جدید مطابق با خواص مورد نظر نیز فراهم است.

در نهایت با اعمال دستورات مورد نظر مطابق با مسئله و اعمال شرایط مرزی مورد نظر، می توان خروجی مسئله را بدست آورد. در شکل ۵-۱ جهت آشنایی با محیط این نرم افزار نمای کلی از نرم افزار کامسول رسم شده است.

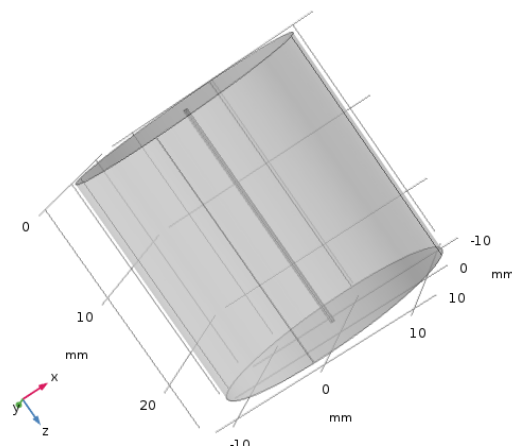
۵-۳ شبیه سازی پارامترهای موثر در میدان الکتریکی

میکرودزیمر

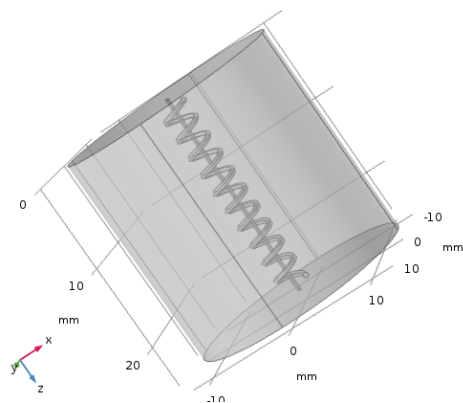
در شمارنده تناسبی که در شکل ۵-۲ نشان داده شده است، از سیم های آنود با قطر کم استفاده می شود تا میدان الکتریکی قوی لازم را فراهم نماید.



شکل ۵-۱ نمای کلی نرم افزار کامسول



شکل ۵-۲ شمارنده تناسبی آنود به همراه کاتود در نرم افزار کامسول

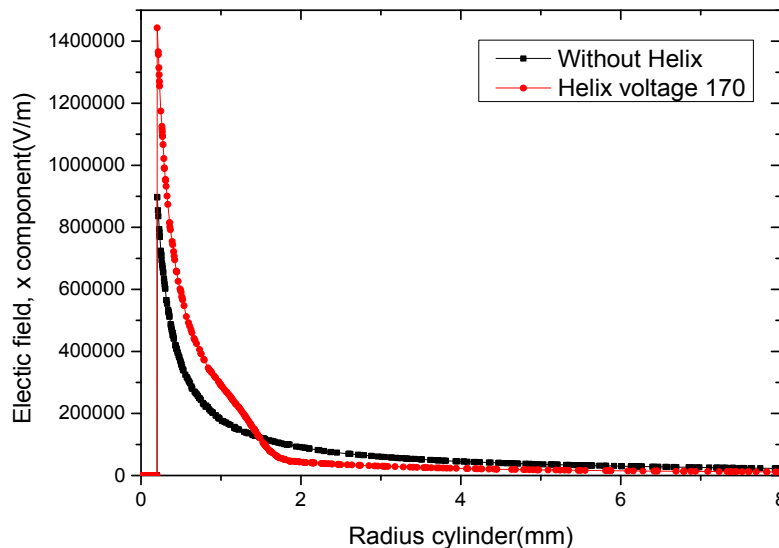


شکل ۵-۳ شمارنده تناسبی آنود و کاتود به همراه مارپیچ هم محور در نرم افزار کامسول

وجود مارپیچ باعث افزایش قدرت تفکیک و تکثیر بزرگ تری بدون اعمال ولتاژ بیش تر به آنود می شود. از طرفی ولتاژ اعمال شده به مارپیچ باید به گونه ای باشد که شکل میدان الکتریکی را دچار اغتشاش نکند و تقریباً شکل میدان قبل و بعد از مارپیچ باید پیوسته باشد. بنابراین با استفاده از نرم افزار کامسول که کد بسیار قوی در بررسی میدان الکتریکی است [۱۳۱-۱۳۲]، میکرودمتر استوانه راستی^{۵۰} را با قطر ۲,۵ cm، شعاع آنود ۰,۴ mm، مارپیچ ۰,۶ mm، ولتاژ آنود ۷۵۰ ولت، ولتاژ مارپیچ ۱۷۰ و کاتود متصل به زمین، طراحی کردیم. این میکرودمتر با استفاده از نرم افزار کامسول در شکل ۵-۳ رسم شده است. نتایج حاصل از مولفه X میدان الکتریکی با در نظر گرفتن مارپیچ و بدون مارپیچ در شکل

^{۵۰} استوانه راست به استوانه ای گویند که قطر و ارتفاع آن برابر باشد.

۴-۵ رسم شده است.

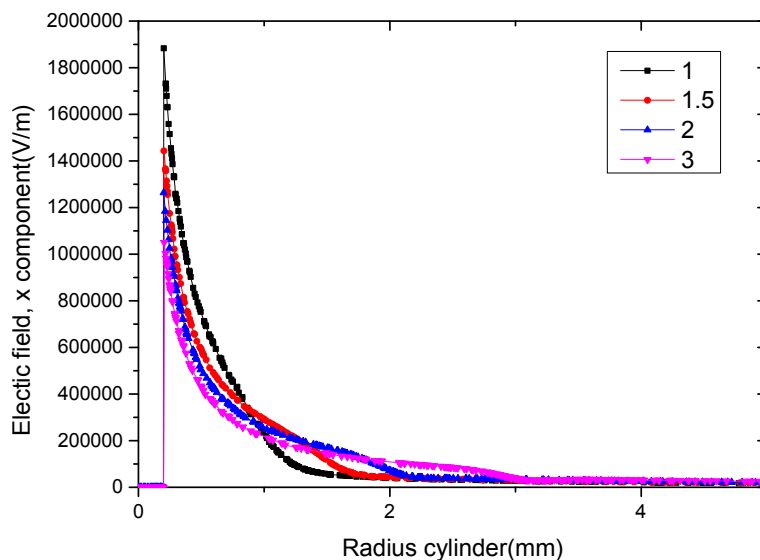


شکل ۴-۵ شمارنده تناسبی استوانه‌ای راست با و بدون مارپیچ

در این شکل مشاهده می‌شود حضور مارپیچ شکل کلی میدان الکتریکی را تغییر نداده و در امتداد طول استوانه پیوسته می‌ماند، همچنین باعث بوجود آمدن میدان قوی‌تر، و در نتیجه؛ تکثیر بیشتری در نزدیکی آنود می‌شود. شایان ذکر است که این زیادی شدت میدان بدون اعمال افزایش ولتاژ ایجاد می‌شود، بنابراین وجود مارپیچ قدرت تفکیک را افزایش می‌دهد. همچنین مشاهده شد حضور مارپیچ بیش از ۶۰ درصد (نسبت به عدم حضور مارپیچ) شدت میدان الکتریکی را افزایش می‌دهد.

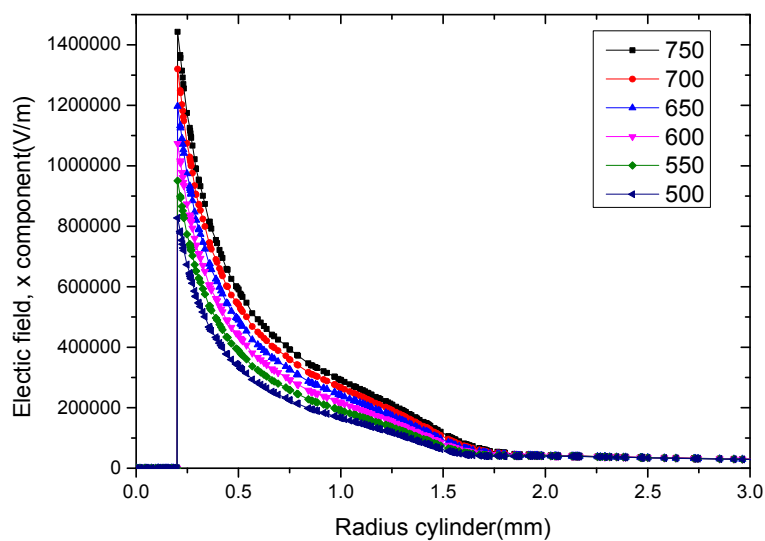
اگر بخواهیم تکثیر یکنواختی را برای هر زوج یون اولیه‌ای که توسط برهم‌کنش‌های تابش فرودی تولید می‌شود، داشته باشیم، ناحیه تکثیر گاز باید به حجم بسیار کوچکی در مقایسه با حجم کل گاز محدود گردد. در این شرایط تقریباً تمام زوج یون‌های اولیه در بیرون از ناحیه تکثیر به این ناحیه حرکت می‌کنند. بنابراین تمام الکترون‌ها صرف نظر از محل اولیه تولید، به طور یکسان تکثیر می‌شوند و ضریب تکثیر برای همه زوج یون‌های اولیه یکسان خواهد بود. آنچه شمارنده تناسبی را خیلی مفید می‌کند، تقویت داخلی نسبتاً یکنواخت است. لذا در ادامه بررسی کردیم که تغییر مکان قرارگیری مارپیچ چه

تاثیری در میدان الکتریکی خواهد داشت. بنابراین مارپیچ را در شعاع‌های مختلف ۱، ۱٫۵، ۲ و ۳ قرار دادیم که نتایج میدان الکتریکی آن در شکل ۵-۵ رسم شده است. نزدیکی بیش از حد مارپیچ به آنود علاوه بر مشکل ساخت، امکان تخلیه الکتریکی را نیز در بر خواهد داشت. با توجه به این شکل مشاهده می‌شود که با دور کردن مارپیچ از آنود میدان الکتریکی در فاصله مارپیچ و آنود کاهش یافته و از کاتود به سمت مارپیچ، میدان قوی‌تر می‌شود که این افزایش در این ناحیه با توجه به اساس شمارنده های تناسبی و لزوم تکثیر یکنواخت که توضیح داده شد، مناسب نمی‌باشد. لذا ما مکان ۱٫۵ میلی‌متر برای مارپیچ را در ساخت میکرودمتر در نظر گرفتیم. معمولا مکان مارپیچ ۱/۱۶ فاصله کاتود تا آنود می‌باشد.

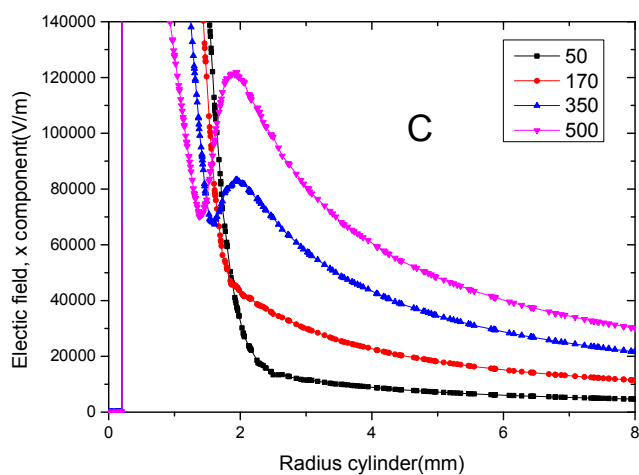
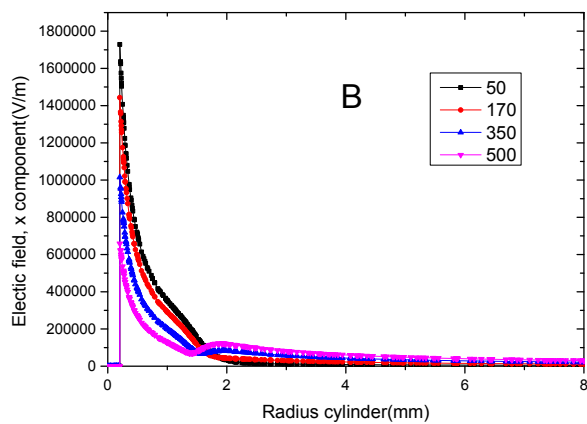
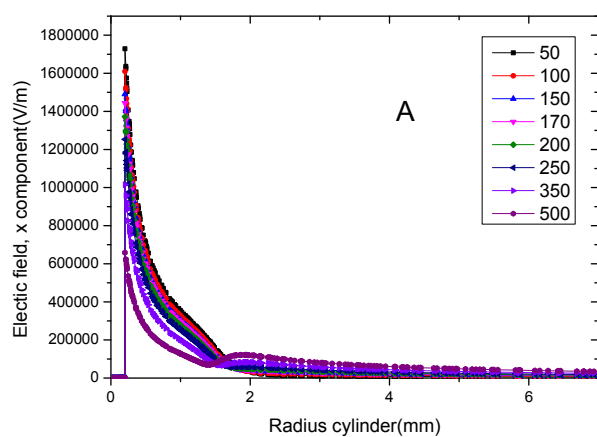


شکل ۵-۵ تغییر مکان قرارگیری مارپیچ و تاثیر آن بر میدان الکتریکی

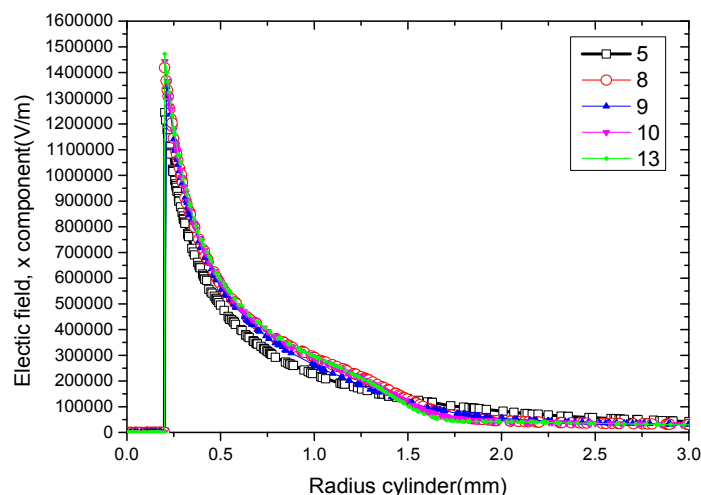
شکل ۵-۶ تاثیر اعمال ولتاژهای مختلف به آنود و بررسی تاثیر آن بر میدان الکتریکی را نشان می‌دهد. به این منظور ولتاژهای مختلف از ۷۵۰ تا ۵۰۰ ولت با گام ۵۰ ولت به آنود اعمال شد و نتایج بررسی میدان الکتریکی با استفاده از کد کامسول در این شکل رسم گردید.



شکل ۵-۶ تاثیر اعمال ولتاژهای مختلف آنود بر میدان الکتریکی



شکل ۵-۷ اعمال ولتاژهای مختلف به ماریج و تاثیر آن بر میدان الکتریکی



شکل ۵-۸ تاثیر تعداد حلقه‌های مارپیچ بر میدان الکتریکی

با افزایش ولتاژ آنود میدان الکتریکی افزایش می‌یابد که در ادامه این بخش ولتاژ ۷۵۰ برای آنود در نظر گرفته شد. همچنین به منظور بررسی تاثیر ولتاژ مارپیچ در شکل ۵-۷ ولتاژهای مختلف ۵۰، ۱۰۰، ۱۵۰، ۱۷۰، ۲۰۰، ۲۵۰، ۳۵۰ و ۵۰۰ به مارپیچ اعمال شد. این شکل نشان می‌دهد که با افزایش ولتاژ مارپیچ میدان الکتریکی در ناحیه مارپیچ و آنود کاهش یافته و همچنین یکنواختی تکثیر نیز در ولتاژهای بالاتر از ۲۵۰ از بین می‌رود. علاوه بر این با کاهش ولتاژ مارپیچ میدان الکتریکی در ناحیه کاتود و مارپیچ کاهش یافته و به دلیل این کاهش میدان، احتمال باز ترکیب یون‌های تولید شده قبل از رسیدن به مارپیچ جود دارد. لذا برای مارپیچ ولتاژ بهینه ۲۰ درصد ولتاژ آنود را در نظر می‌گیرند که همانطور که مشاهده می‌شود ولتاژهای ۱۵۰ تا ۲۰۰ می‌تواند برای این میکرودمتر مناسب باشد. تاثیر تعداد حلقه‌های مارپیچ نیز در شکل ۵-۸ بررسی شد. به این منظور تعداد حلقه‌های مارپیچ ۵، ۸، ۹، ۱۰ و ۱۳ حلقه برای مارپیچ با ولتاژ ۱۷۰ در نظر گرفته شد. مشاهده گردید که با کاهش حلقه‌های مارپیچ میدان الکتریکی کاهش می‌یابد. همچنین تعداد زیاد حلقه‌های مارپیچ به دلیل مشکل ساخت و احتمال بیشتر گیراندازی ذرات باردار توصیه نمی‌شود و لذا تعداد ۹ حلقه برای مارپیچ در نظر گرفته شد.

۴-۵ بررسی اثر ماریپچ آنود و ضریب دی الکتریک گازهای متان

و پروپان بر تکثیر الکترون ها در میکروودزیمتر

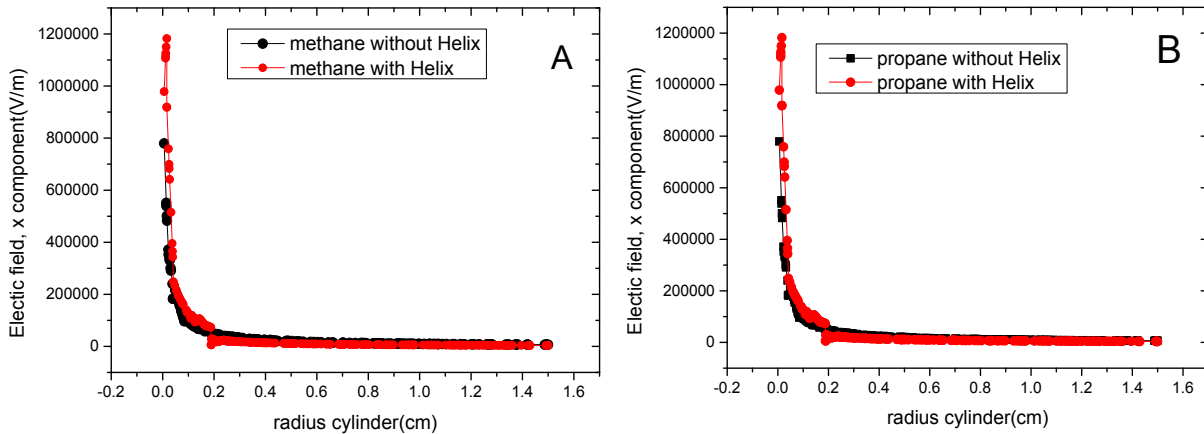
در این قسمت اثر نوع گاز را بر تکثیر الکترون ها در میکروودزیمتر استوانه راستی با ابعاد ۳ cm، شعاع آنود و ماریپچ $60 \mu m$ و ولتاژ آنود ۷۵۰ ولت، ولتاژ ماریپچ ۱۵۰ و کاتود متصل به زمین، در نظر می گیریم، لذا داخل میکروودزیمتر را از دو گاز پروپان و متان، مطابق با شرایط جدول ۵-۱ پر کردیم. طبق مرجع [۱۳۳] ضریب گذردهی در هر ماده به فشار و دمای آن ماده وابسته است. بنابراین با توجه به اینکه تغییرات فشار اثر کمی بر روی ضریب گذردهی دارد، به منظور بررسی تاثیر ضریب گذردهی، دو فشار بسیار متفاوت برای متان و پروپان را در نظر گرفتیم. شایان ذکر است در میکروودزیمتر تجربی، لزوماً از این فشار بالا استفاده نمی شود و این بخش صرفاً جهت بررسی تاثیر تفاوت ضریب گذردهی بر شدت میدان الکتریکی مورد ارزیابی و بررسی قرار گرفته است.

جدول ۵-۱ خصوصیات گازهای به کار رفته در حفره میکروودزیمتر [۱۳۳]

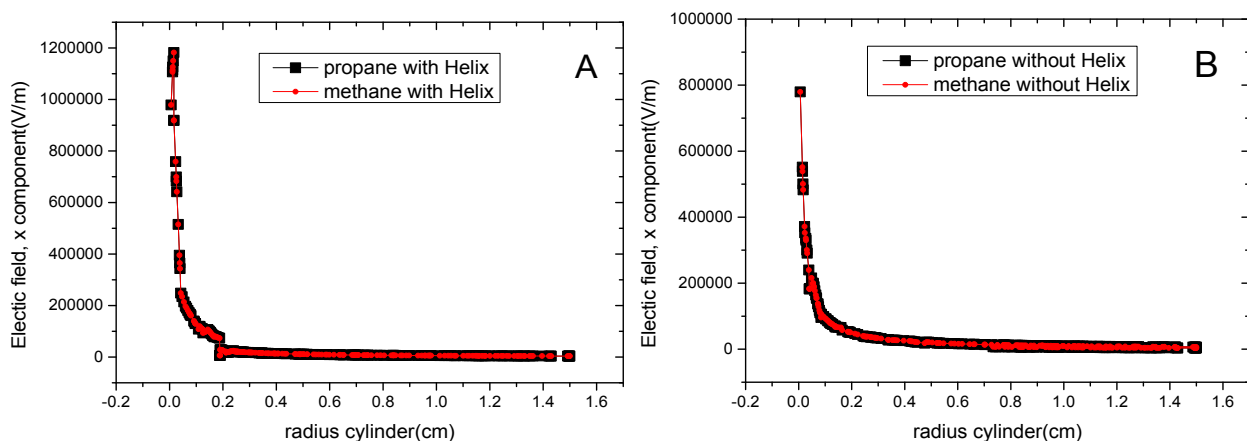
گاز میکروودزیمتر	دما (درجه سلسیوس)	گذردهی نسبی	فشار (کیلو پاسگال)
پروپان	۲۲,۵	۱,۰۱۸۹۷۵	۸۱۵,۹۵۹
متان	۲۹,۳	۱,۰۶۲۵۴۹۲	۶۹۹۷,۴۹

به منظور بررسی تاثیر ماریپچ، با کد کامسول، دو حالت با ماریپچ و بدون ماریپچ را در این دو گاز بررسی کردیم. نتایج حاصل از مولفه X میدان الکتریکی در این دو حالت برای دو گاز را به منظور اثر ماریپچ در شکل ۵-۹ و به منظور مقایسه تاثیر نوع گاز در حضور یا عدم حضور ماریپچ در شکل ۵-۱۰ رسم کردیم. از این شکل ها مشاهده می شود در این دو گاز با فشار بسیار متفاوت و با ضریب گذردهی

متفاوت، نتایج شدت مولفه X میدان الکتریکی یکسان است و در نتیجه آنچه باعث افزایش بسیار زیاد شدت میدان الکتریکی می‌شود، حضور مارپیچ است.



شکل ۹-۵ تغییرات شدت میدان میکروذیومتر با مارپیچ آنود (منحنی قرمز رنگ) و بدون حضور مارپیچ (منحنی مشکی رنگ) (A) گاز متان و (B) گاز پروپان

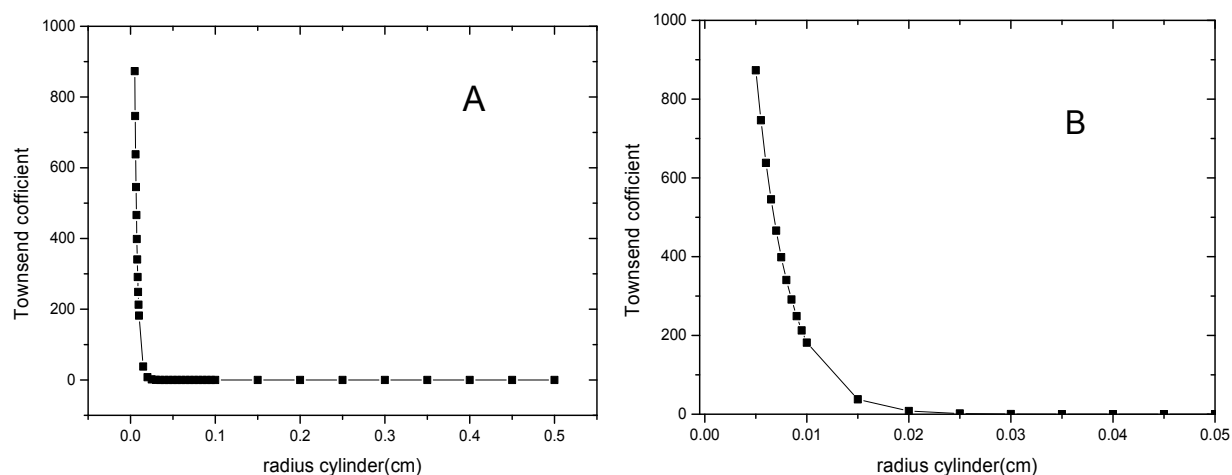


شکل ۱۰-۵ تغییرات شدت میدان الکتریکی میکروذیومتر در دو گاز متان (منحنی قرمز) و پروپان (منحنی مشکی) (A) با در نظر گرفتن مارپیچ آنود و (B) بدون در نظر گرفتن مارپیچ آنود

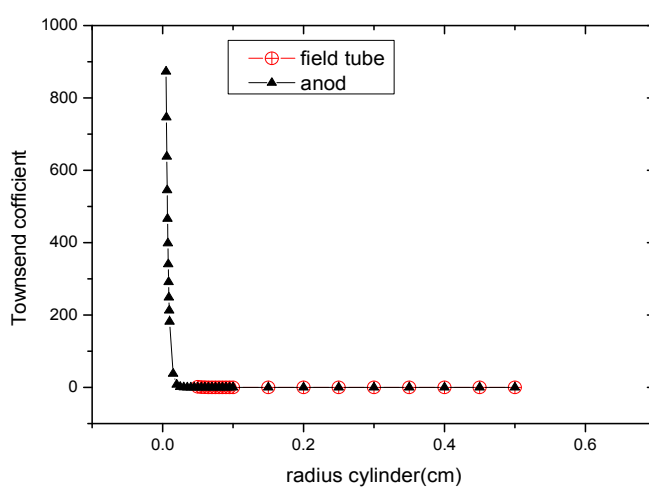
۵-۵ محاسبه ضریب تکثیر

در این قسمت، با استفاده از فرمول (۴-۱۳)، ضریب تاونسند را بدست آوردیم. در ضریب تاونسند برای شمارنده تناسبی استوانه‌ای به شعاع 0.5 cm را در دو بازه‌ی شعاع استوانه و در فواصل کمتر از 0.05 cm (به منظور وضوح بیش‌تر) در شکل ۵-۱۱ رسم کردیم. در این شمارنده استوانه‌ای، قطر آنود $30.6 \text{ } \mu\text{m}$ و قطر کاتود 0.5 cm و فشار گاز 167 torr ، A را $25.1 \text{ torr}^{-1}\text{cm}^{-1}$ و B را $30.6 \text{ torr}^{-1}\text{cm}^{-1}$

در نظر گرفتیم. ضرایب و فشار با استفاده از کار دیوید برتون^{۵۱} مرجع [۵۷] در نظر گرفته شده است.



شکل ۵-۱۱ محاسبه ضریب تاونسند در شمارنده استوانه‌ای به شعاع ۰.۵ cm (A) در کل شعاع استوانه (B) در فواصل کمتر از ۰.۵ cm.



شکل ۵-۱۲ ضریب تاونسند بر حسب فاصله از آنود در شمارنده تناسبی استوانه‌ای راست به شعاع ۰.۵ cm، منحنی

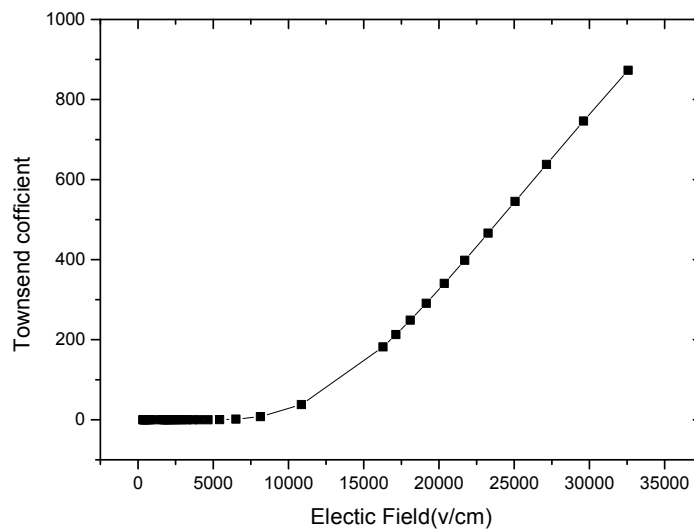
قرمز) در نزدیکی تیوپ‌های میدان و (ب) منحنی مشکی تکثیر آنود در مرکز استوانه و آنودی با شعاع $50 \mu m$

یکی از مشکلات شمارنده تناسبی، اعوجاج میدان در نزدیکی انتهای مارپیچ و جایی که به کاتود وصل

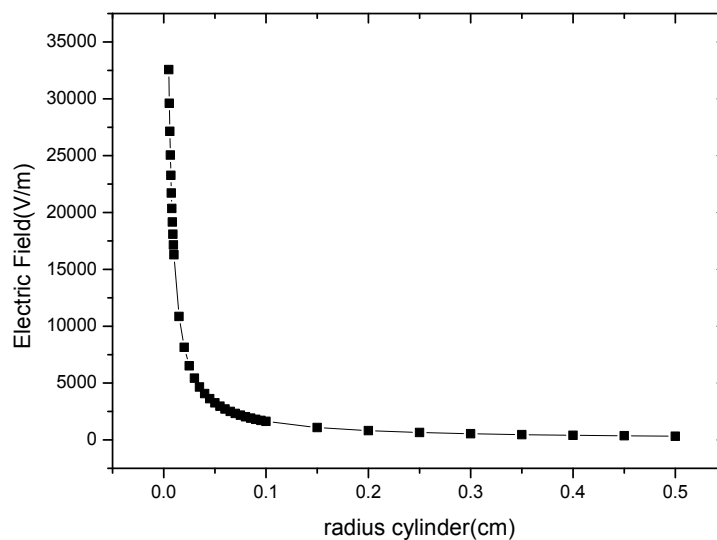
می‌شود؛ می‌باشد. که باعث تکثیر غیر یکنواختی در انتهای سیم می‌شود. در بخش ۴-۷ بیان کردیم،

^{۵۱} David Broughton

برای حل این مسئله از تیوپ‌های میدان که تقریباً قطری ۱۰ برابر قطر آنود دارند، استفاده می‌کنند، در این صورت می‌توان از تکثیر در این مناطق صرف‌نظر کرد. بنابراین در ادامه ضریب تاونسند در این شرایط را بدست می‌آوریم.



شکل ۵-۱۳ ضریب تاونسند بر حسب میدان در شمارنده تناسبی استوانه‌ای راست ۰,۵ cm



شکل ۵-۱۴ میدان الکتریکی بر حسب شعاع استوانه در شمارنده تناسبی استوانه‌ای راست ۰,۵ cm

نمودار مربوط به ضریب تاونسند را بدون تیوپ‌های میدان و با در نظر گرفتن تیوپ‌های میدان در شکل ۵-۱۲ رسم کرده‌ایم. از این شکل‌ها درمی‌یابیم که تکثیر در نزدیکی تیوپ‌های میدان نسبت به تکثیر آنود، قابل چشم‌پوشی بوده و با در نظر گرفتن تیوپ‌های میدان اعوجاج انتهای مارپیچ حذف خواهد شد. در شکل ۵-۱۳ ضریب تاونسند را بر حسب میدان الکتریکی رسم کرده‌ایم. در شکل ۵-۱۴ میدان الکتریکی بر حسب شعاع استوانه رسم شده است.

۵-۶ محاسبه طول میانگین وتر در کره و استوانه راست

میکرودمترها را معمولاً به صورت کروی یا استوانه‌ای می‌سازند و یکی از کمیت‌های اولیه و اساسی که در شبیه‌سازی میکرودمتر باید محاسبه شود، طول میانگین وتر در این میکرودمترها می‌باشد. معمولاً شماره‌های استوانه‌ای را، استوانه‌هایی با قطر و ارتفاع برابر در نظر می‌گیرند. این کار دارای این مزیت است که طول میانگین وتر برای استوانه و کره با قطر یکسان، برابر خواهد بود. در فصل یک بیان کردیم که طبق قضیه کوشی میانگین طول وتر برای اجسام محدب $\bar{l} = 4V / S$ است.

در کره طول میانگین وتر به صورت زیر بدست می‌آید.

$$V = \frac{4}{3}\pi r^3, \quad S = 4\pi r^2 \Rightarrow \bar{l} = 4V / S = \frac{4r}{3} \quad (5-1)$$

در مواقعی که طول و قطر استوانه با هم برابر باشند، داریم $h=2r$ (ارتفاع استوانه و شعاع استوانه و یا کره می‌باشد) و بنابراین طول میانگین وتر برای چنین استوانه‌هایی که اصطلاحاً به عنوان استوانه راست معروف هستند، به صورت زیر خواهد بود.

$$V = \pi r^2 h = 2\pi r^3, \quad S = 2\pi rh + 2\pi r^2 = 2\pi r^2(2+1) = 6\pi r^2$$

$$\bar{l} = 4V / S = \frac{4r}{3} \quad (5-2)$$

در نتیجه طول میانگین وتر در کره و استوانه راست هم شعاع با آن برابر خواهد بود.

۵-۷ پارامترهای مختلف موثر و مواد جایگزین در شبیه‌سازی

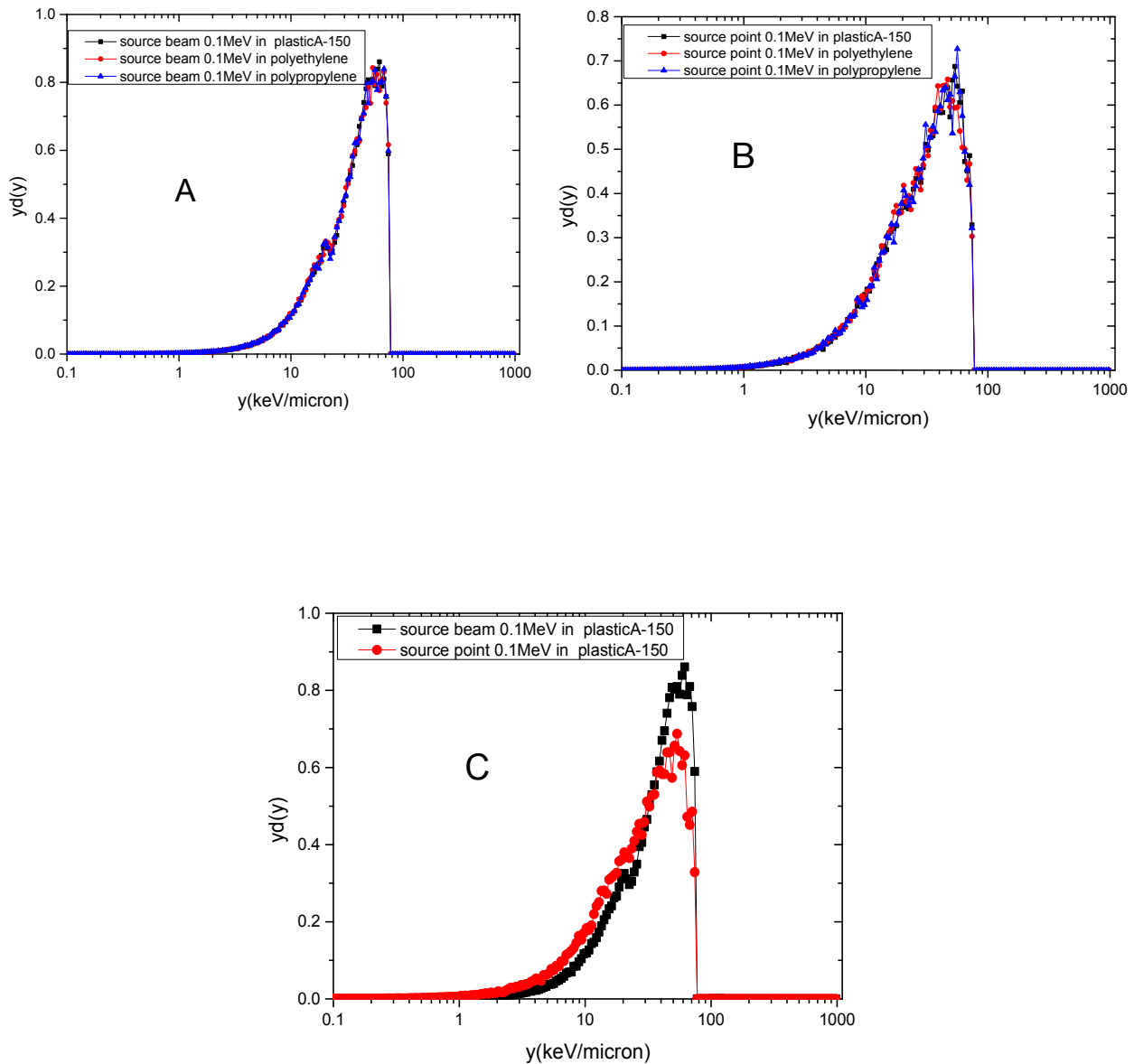
میکرودزیمتر

در این قسمت هدف بهینه کردن طراحی میکروودزیمتر با مواد جایگزین و با دقت بالا است. بنابراین همه فاکتورهای موثر بر خصوصیات میکروودزیمترها بررسی شده است. شمارنده‌های استوانه‌ای به دلیل طراحی ساده‌تر، راحت‌تر ساخته می‌شوند. چون استوانه به لحاظ هندسی تقارن شعاعی دارد، این تقارن، باعث ایجاد تقارن در میدان شعاعی مورد نیاز برای ایجاد تکثیر یکنواخت در امتداد عمود بر سیم آنود می‌شود. لذا ما میکروودزیمتر استوانه‌ای را در طراحی‌ها در نظر گرفتیم. میکروودزیمتر شبیه‌سازی شده، استوانه‌ای راست با قطر ۲٫۵ سانتی‌متر است که با گاز پروپان معادل بافت با چگالی 0.00008 گرم بر سانتی‌متر مکعب پر شده است که معادل سایت ۲ میکرونی می‌باشد. دیواره آن پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ با ضخامت ۵ میلی‌متر است. با استفاده از کد شبیه‌سازی GEANT4 طیف‌های میکروودزیمتری برای این میکروودزیمتر را با دو چشمه نقطه‌ای و باریکه در سه انرژی 0.1 MeV و 1 MeV و 10 MeV بدست آوردیم، که در ادامه بهینه مواد و پارامترهای موثر بر این میکروودزیمتر را بررسی می‌کنیم.

۵-۷-۱ مواد جایگزین دیواره میکروودزیمتر

میکروودزیمترها ابزارهایی هستند که برای اندازه‌گیری دز در بافت‌های بدن استفاده می‌شوند. با توجه به این که اندازه‌گیری دز در بافت‌های انسان امکان پذیر نیست، لذا از مواد معادل بافت مانند پلاستیک A-۱۵۰ برای ساخت دیواره میکروودزیمتر استفاده می‌کنند. این مواد معادل بافت به صورت مصنوعی طیف وسیعی از بافت‌ها و ارگان‌های بدن را شبیه‌سازی می‌کنند [۱۱۴، ۷۱]. از آنجایی که این ماده به سادگی در دسترس نیست و با توجه به کاربردهای وسیع میکروودزیمتری، لذا در این پژوهش بررسی کردیم که از چه مواد جایگزین دیگری به جای این ماده در دیواره میکروودزیمتر می‌توان استفاده کرد. بنابراین با بررسی ترکیبات پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ و فراوانی هیدروژن و کربن در این ماده، فرض

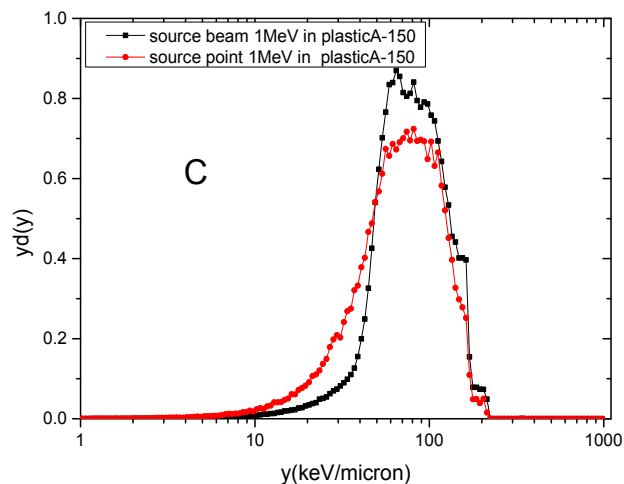
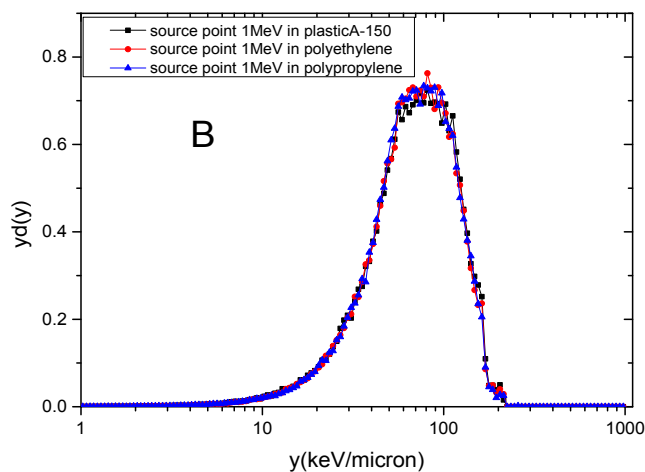
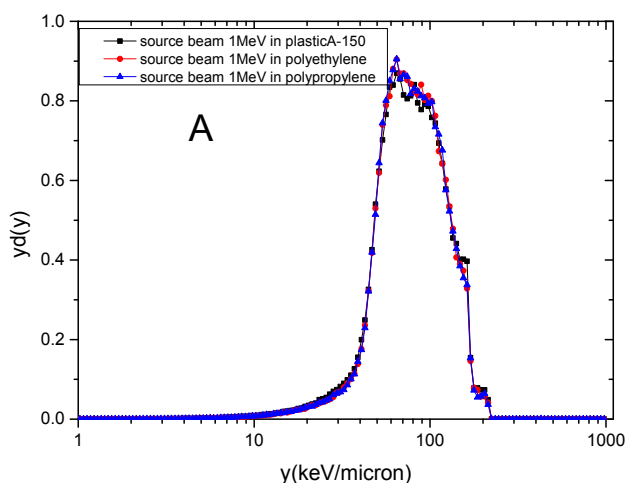
اولیه پلی اتیلن و پلی پروپیلن بود. جدول ۵-۲ ترکیبات و درصد وزنی عناصر این مواد و چگالی آن‌ها را نشان می‌دهد. شکل‌های ۵-۱۵ تا ۵-۱۸ طیف‌های میکروذیتمتری مواد جایگزین دیوار، پلی اتیلن و پلی پروپیلن را با پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ برای دو چشمه و با انرژی‌های بیان شده نشان می‌دهد.



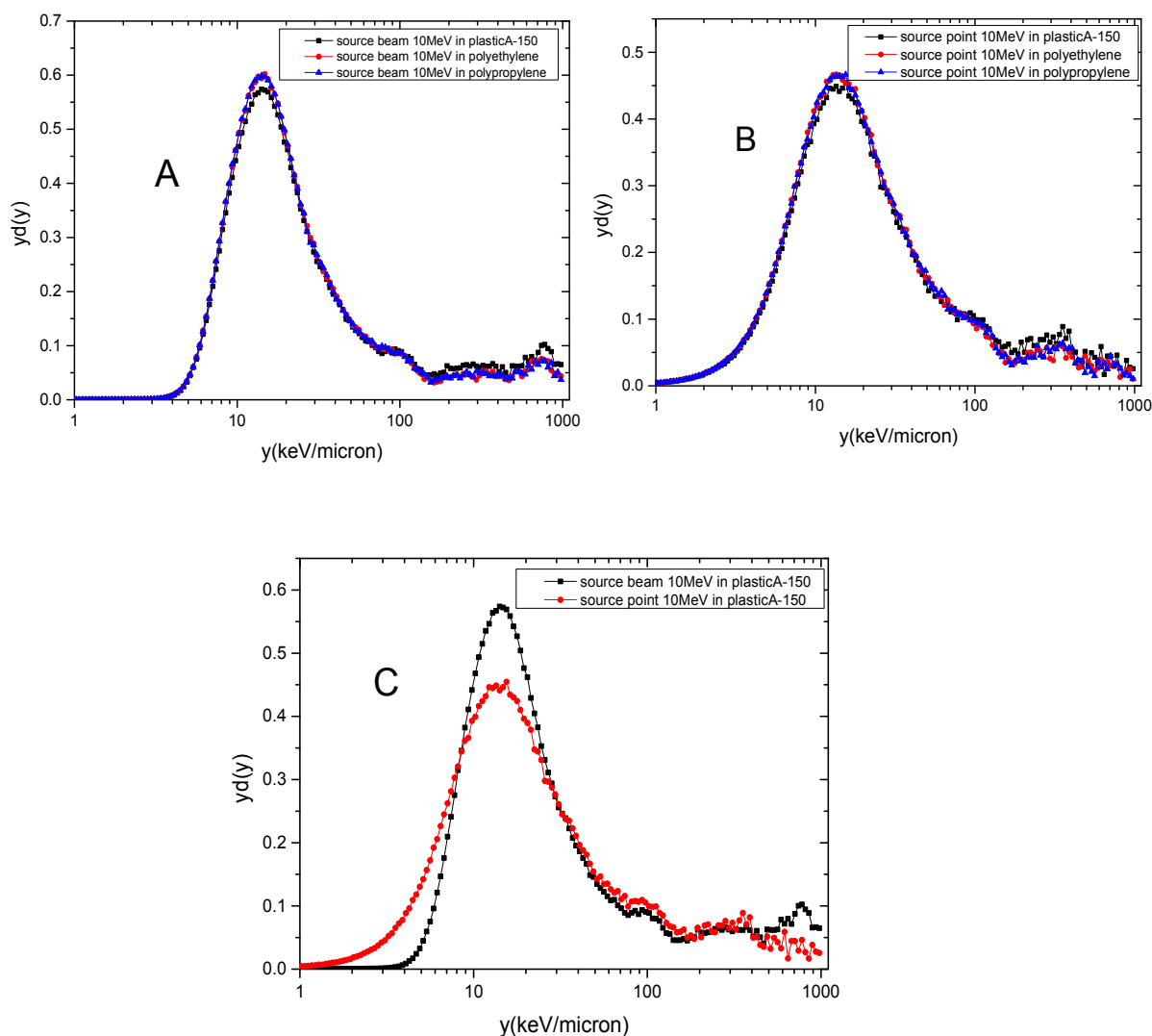
شکل ۵-۱۵ طیف‌های میکروذیتمتری چشمه‌های نوترون با انرژی 0.1 MeV برای دیوار با سه ماده مختلف. در A و B پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ منحنی مشکی رنگ و پلی اتیلن منحنی قرمز رنگ و پلی پروپیلن منحنی آبی رنگ و (A و B) باریکه نوترون و (C) مقایسه طیف‌های میکروذیتمتری برای باریکه نوترون منحنی مشکی رنگ و چشمه نقطه‌ای منحنی قرمز رنگ با انرژی 0.1 MeV در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰.

جدول ۲-۵ ترکیبات، درصد وزنی و چگالی پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰، پلی اتیلن و پلی پروپیلن

ماده	چگالی [g/cm^3]	Ca	F	O	N	C	H
پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰	۱,۱۲۷	۲	۲	۵	۳	۷۸	۱۰
پلی اتیلن	۰,۹۴۰					۲	۴
پلی پروپیلن	۰,۹۰۰					۳	۶



شکل ۵-۱۶ طیف‌های میکرودمتری چشمه‌های نوترون با انرژی ۱ MeV برای دیوار با سه ماده مختلف. در A و B پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ منحنی مشکی رنگ و پلی اتیلن منحنی قرمز رنگ و پلی پروپیلن منحنی آبی رنگ و (A) باریکه نوترون و (B) چشمه نقطه‌ای نوترون است. (C) مقایسه طیف‌های میکرودمتری برای باریکه نوترون منحنی مشکی رنگ و چشمه نقطه‌ای منحنی قرمز رنگ با انرژی ۱ MeV در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰.



شکل ۵-۱۷ طیف‌های میکرودوزیمتری چشمه‌های نوترون با انرژی ۱۰ MeV برای دیوار با سه ماده مختلف در A و B پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ منحنی مشکی رنگ و پلی اتیلن منحنی قرمز رنگ و پلی پروپیلن منحنی آبی رنگ و (A) باریکه نوترون و (B) چشمه نقطه‌ای نوترون است. (C) مقایسه طیف‌های میکرودوزیمتری برای باریکه نوترون منحنی مشکی رنگ و چشمه نقطه‌ای منحنی قرمز رنگ با انرژی ۱۰ MeV در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰.

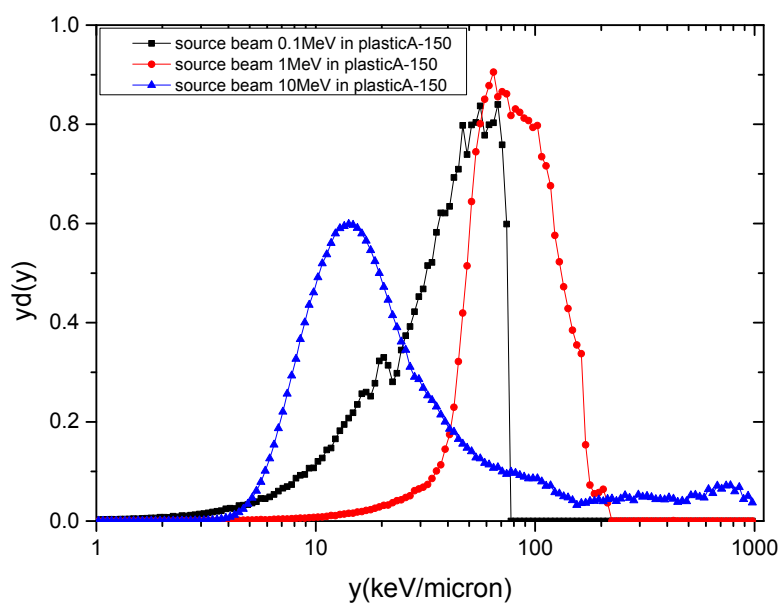
به منظور مقایسه بین حالت‌های مختلف این بخش، میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آن‌ها و معادل دز در این سه ماده بر اساس فرمول‌های فصل اول محاسبه و در جدول ۵-۳ گزارش شدند. با توجه به شکل‌ها و جدول این بخش مشاهده می‌شود که پلی اتیلن و پلی پروپیلن جایگزین‌های خوبی برای پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ هستند. تنها در انرژی ۱۰ MeV میانگین دز انرژی خطی در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ با پلی اتیلن

و پلی پروپیلن، اندکی متفاوت است. همچنین از منحنی C شکل های این بخش، مشاهده می شود که طیف های میکرو دزیمتری برای چشمه نقطه ای و باریکه نوترون متفاوت هستند.

جدول ۵-۳ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت های آن ها در مواد جایگزین دیواره میکرو دزیمتر.

پلی پروپیلن		پلی اتیلن		پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰		چشمه نقطه ای / باریکه و انرژی [MeV]
$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	
۲۱,۰۲۴۳	۰,۰۰۳۱	۲۰,۷۷۳۷	۰,۰۰۳۲	۲۱,۴۵۰۱	۰,۰۰۳۱	باریکه ۰,۱
۶۵,۳۴۵۳	۰,۰۰۱۴	۶۵,۳۸۱۷	۰,۰۰۱۴	۶۴,۱۳۳۵	۰,۰۰۱۶	باریکه ۱
۱۶,۱۶۲۹	۰,۰۰۱۵	۱۶,۱۴۳۸	۰,۰۰۱۵	۱۶,۲۶۷۵	۰,۰۰۱۹	باریکه ۱۰
۱۳,۰۴۳۹	۰,۰۰۶۵	۱۲,۷۴۳۹	۰,۰۰۶۵	۱۳,۴۸۳۳	۰,۰۰۶۴	نقطه ای ۰,۱
۴۹,۳۳۸۳	۰,۰۰۲۹	۴۹,۳۴۷۵	۰,۰۰۳۰	۴۸,۸۲۱۱	۰,۰۰۳۳	نقطه ای ۱
۱۱,۴۹۴۱	۰,۰۰۲۲	۱۱,۳۹۹۰	۰,۰۰۲۲	۱۱,۰۴۰۰	۰,۰۰۲۸	نقطه ای ۱۰
$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	چشمه نقطه ای / باریکه و انرژی [MeV]
۳۹,۰۲۴۱	۰,۰۰۲۳	۳۸,۹۱۵۴	۰,۰۰۲۳	۳۹,۱۹۳۴	۰,۰۰۲۳	باریکه ۰,۱
۸۴,۳۹۴۹	۰,۰۰۱۵	۸۴,۵۵۴۰	۰,۰۰۱۵	۸۴,۷۱۳۹	۰,۰۰۱۷	باریکه ۱
۶۶,۵۴۷۷	۰,۰۱۲۱	۶۷,۰۳۵۹	۰,۰۱۲۲	۸۱,۴۱۹۶	۰,۰۱۲۷	باریکه ۱۰
۳۲,۹۵۱۹	۰,۰۰۵۳	۳۲,۴۶۷۹	۰,۰۰۵۴	۳۳,۱۰۵۷	۰,۰۰۵۳	نقطه ای ۰,۱
۷۴,۲۳۸۳	۰,۰۰۲۹	۷۴,۵۱۵۲	۰,۰۰۲۹	۷۵,۱۲۳۲	۰,۰۰۳۲	نقطه ای ۱
۵۱,۷۲۴۲	۰,۰۱۸۰	۵۱,۵۵۸۴	۰,۰۱۸۴	۶۱,۸۲۶۳	۰,۰۱۹۶	نقطه ای ۱۰
$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	چشمه نقطه ای / باریکه و انرژی [MeV]
۱۰,۳۶۸۵	۰,۰۰۲۸	۱۰,۳۳۴۴	۰,۰۰۲۸	۱۰,۴۱۹۵	۰,۰۰۲۷	باریکه ۰,۱
۲۱,۱۴۲۵	۰,۰۰۰۸	۲۱,۱۶۶۷	۰,۰۰۰۵	۲۰,۹۹۷۹	۰,۰۰۰۹	باریکه ۱

۶,۹۴۲۰	۰,۰۰۲۶	۶,۵۵۰۲	۰,۰۰۲۳	۶,۵۶۱۹	۰,۰۰۲۳	باریکه ۱۰
۸,۵۵۸۸	۰,۰۰۶۴	۸,۳۶۲۹	۰,۰۰۶۶	۸,۵۱۵۴	۰,۰۰۶۵	نقطه‌ای ۰,۱
۱۸,۹۳۲۶	۰,۰۰۲۱	۱۸,۹۲۸۴	۰,۰۰۱۹	۱۸,۹۱۲۸	۰,۰۰۱۹	نقطه‌ای ۱
۷,۰۴۱۶	۰,۰۰۴۳	۶,۵۵۲۶	۰,۰۰۳۹	۶,۶۱۷۴	۰,۰۰۳۹	نقطه‌ای ۱۰
$D_t[Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t[Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t[Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	چشمه نقطه‌ای / باریکه و انرژی [MeV]
۲,۶۳۷۵	۰,۰۰۴۵	۲,۵۳۷۹	۰,۰۰۴۷	۲,۵۸۹۶	۰,۰۰۴۶	باریکه ۰,۱
۱۰,۷۵۱۴	۰,۰۰۳۳	۱۳,۰۳۰۹	۰,۰۰۳۰	۱۳,۱۰۱۶	۰,۰۰۳۰	باریکه ۱
۲۵,۹۱۳۴	۰,۰۰۲۱	۳۲,۱۸۸۹	۰,۰۰۱۷	۳۲,۲۳۰۹	۰,۰۰۱۷	باریکه ۱۰
۱,۳۴۵۷	۰,۰۰۸۳	۱,۳۲۴۹	۰,۰۱۶۷	۱,۳۱۷۴	۰,۰۰۸۴	نقطه‌ای ۰,۱
۶,۷۷۵۱	۰,۰۰۵۶	۸,۱۴۸۶	۰,۰۰۵۱	۸,۲۱۸۸	۰,۰۰۵۱	نقطه‌ای ۱
۱۸,۶۷۸۲	۰,۰۰۳۱	۲۳,۰۶۵۴	۰,۰۰۲۵	۲۳,۱۵۹۸	۰,۰۰۲۵	نقطه‌ای ۱۰



شکل ۵-۱۸ مقایسه طیف‌های میکرودوزیمتری باریکه نوترون در پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ در سه انرژی

۰,۱ MeV منحنی مشکی رنگ، ۱ MeV منحنی قرمز رنگ و ۱۰ MeV منحنی آبی رنگ.

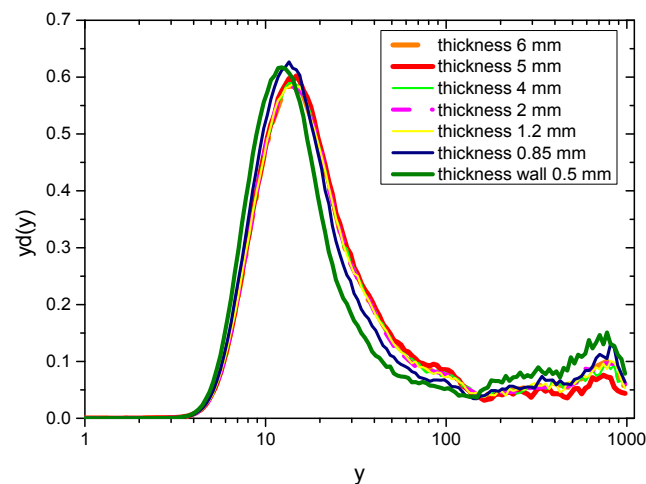
در باریکه نوترون با توجه به اینکه، پرتوهای نوترون به صورت عمودی به دیوار میکروذیمتر می‌تابند، احتمال برهم‌کنش در انرژی‌های خطی معین افزایش می‌یابد و بنابراین $y_d(y)$ در این انرژی‌های خطی در قیاس با چشمه نقطه‌ای افزایش می‌یابد و باعث می‌شود در باریکه نوترون، طیف میکروذیمتری متراکم‌تر شود. اما در چشمه نقطه‌ای، که پرتوها در تمامی جهت‌ها گسیل می‌شوند، طیف‌های میکروذیمتری در محدوده انرژی‌های خطی بیشتری وجود دارد.

۵-۷-۲ ضخامت تعادلی و بهینه دیواره میکروذیمتر

ضخامت دیواره میکروذیمتر باید بر طبق حفره براگ‌گری تعیین شود که تعادل ذرات باردار برقرار باشد. در میکروذیمترها، ضخامت دیواره میکروذیمتر، بر اساس برد بزرگترین ذرات باردار در ماده محاسبه می‌شود. از آنجایی که این ذره در پژوهش ما پروتون است، ما برد پروتون 10 MeV را در پلاستیک معادل بافت $A-150$ بررسی کردیم. بهینه ضخامت دیوار میکروذیمتر را با استفاده از شبیه‌سازی‌های متعدد GEANT4 و اعمال ضخامت‌های مختلف دیواره بدست آوردیم که در ادامه به صورت مبسوط بیان شده است. اگر ضخامت دیوار کوچکتر از این مقدار باشد تعادل ذرات باردار برقرار نیست و اگر ضخامت از این مقدار خیلی بزرگتر باشد، مقدار شار خروجی کمتر می‌شود. بنابراین نرخ شمارش میکروذیمتر کاهش می‌یابد به طوری که میکروذیمتر باید برای مدت زمان زیادی در معرض تابش قرار بگیرد. بنابراین قراردادن ضخامت‌های بالا توصیه نمی‌شود.

به منظور بررسی ضخامت تعادلی و بهینه ضخامت دیوار میکروذیمتر، طیف‌های میکروذیمتر با ضخامت‌های مختلف $0.5, 0.85, 1, 2, 4, 5$ و 6 میلی‌متر، از پلی‌اتیلن برای چشمه نوترون 10 MeV و تعداد ذرات معین نوترون در کد شبیه‌سازی GEANT4 محاسبه گردید. نتایج در شکل ۵-۱۹ رسم شده است. همچنین کمیت‌های اساسی میکروذیمتر و عدم قطعیت‌های آن‌ها در جدول ۵-۴ محاسبه و گزارش شده است.

با توجه به این شکل و جدول، مشاهده گردید که دیواره میکرودوزیمتر با ضخامت ۱,۲ میلی متر تا ۶ میلی متر برای نوترون‌ها با انرژی ۱۰ MeV مناسب است.



شکل ۵-۱۹ اثر ضخامت‌های متفاوت دیوار در طیف‌های میکرودوزیمتر

جدول ۴-۵ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آن‌ها در ضخامت‌های مختلف دیواره میکرودوزیمتر.

$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	Thickness wall [mm]
۱۵,۵۷۵۲	۰,۰۰۲۴	۱۰۴,۲۱۲۰	۰,۰۱۲۶	۰,۵۰
۱۶,۱۳۰۶	۰,۰۰۱۸	۸۶,۷۷۱۳	۰,۰۱۲۰	۰,۸۵
۱۶,۷۷۴۶	۰,۰۰۱۶	۸۰,۳۲۰۱	۰,۰۱۱۵	۱,۲۰
۱۶,۷۱۶۱	۰,۰۰۱۷	۸۰,۸۳۲۹	۰,۰۱۱۶	۲,۰۰
۱۶,۵۴۵۰	۰,۰۰۱۶	۷۸,۱۳۰۱	۰,۰۱۱۶	۴,۰۰
۱۶,۳۹۸۰	۰,۰۰۱۷	۷۹,۷۷۰۸	۰,۰۱۱۶	۶,۰۰
$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	Thickness wall [mm]
۲۲,۶۰۴۱	۰,۰۰۲۶	۶,۲۲۱۰	۰,۰۰۳۳	۰,۵۰

۰,۸۵	۰,۰۰۲۶	۶,۲۴۴۱	۰,۰۰۲۰	۳۰,۲۲۳۰
۱,۲۰	۰,۰۰۲۳	۶,۶۲۴۶	۰,۰۰۱۸	۳۳,۴۵۳۶
۲,۰۰	۰,۰۰۲۳	۶,۶۱۱۱	۰,۰۰۱۹	۳۳,۳۵۱۳
۴,۰۰	۰,۰۰۲۳	۶,۶۴۰۸	۰,۰۰۱۸	۳۲,۹۹۰۳
۶,۰۰	۰,۰۰۲۳	۶,۶۵۷۲	۰,۰۰۱۹	۳۲,۵۶۲۹

۵-۷-۳ مواد جایگزین کاتود و ضخامت بهینه آن

بر اساس بخش‌های قبل مشاهده کردیم که پلی‌اتیلن و پلی‌پروپیلن می‌توانند به عنوان دیوارهای میکرودمتر استفاده شوند. با توجه به عدم رسانندگی پلی‌اتیلن و پلی‌پروپیلن، و رسانایی الکتریکی بالای مس و آلومینیوم، ما یک لایه نازک از آلومینیوم و مس را به عنوان کاتود داخل میکرودمتر قرار دادیم.

گرافن ماده دوبعدی است که شامل اتم‌های کربن است [۱۳۴]. گرافن رسانای الکتریکی و تحرک الکتریکی خوبی دارد، فشردگی، قیمت پایین، چگالی پایین نسبت به مس، ضخامت کم آن [۱۳۵-۱۳۶] و نزدیکی مواد سازنده آن با پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰، بیانگر آن است که این ماده نیز می‌تواند گزینه مناسبی برای کاتود بویژه در میکرودمترهای کوچک باشد. لازم است که ضخامت مناسب این رساناها به گونه‌ای تعیین شود که ضمن اینکه اثر ناچیزی بر انتقال ذرات باردار تولید شده در دیوار میکرودمتر دارند، متعاقباً در طیف میکرودمتری نیز تاثیر قابل توجهی نداشته باشند. لذا ضخامت‌های ۰,۵، ۱ و ۱۰ میکرون از این فلزات را به عنوان کاتود میکرودمتر قرار دادیم. طیف‌های میکرودمتری باریکه نوترون را برای سه انرژی با استفاده از کد GEANT4 شبیه‌سازی کردیم. همچنین به منظور محاسبه بهینه ضخامت کاتود، این طیف‌های میکرودمتری را با حالت بدون افزودن این فلزات مقایسه کردیم. این طیف‌های میکرودمتری را در شکل‌های ۵-۲۰ تا ۵-۲۲ رسم کردیم و نیز

به منظور مقایسه دقیق و انتخاب بهینه ضخامت، در جدول ۵-۵ پارامترهای میکرووزیمتری و عدم قطعیت این طیف‌ها را محاسبه و گزارش کردیم.

با توجه به این شکل‌ها و جدول، بهینه ضخامت کاتود میکرووزیمتر در تمامی انرژی‌ها برای مس، کمتر مساوی ۰,۵ میکرون است. از آنجایی که آلومینیوم و لایه‌های گرافن از مس سبک‌تر هستند و توان توقف جرمی کمتری دارند، تا ضخامت یک میکرون از این مواد نیز اثری در طیف‌های میکرووزیمتری ندارد و می‌تواند به عنوان کاتود استفاده شود. تنها در انرژی ۱۰ MeV، ۰,۵ میکرون مس و ۱ میکرون آلومینیوم یا لایه‌های گرافن تفاوتی را در کمیت $\bar{y}_d$ نسبت به حالتی که ضخامت فلزات صفر باشد، در طیف‌های میکرووزیمتری نشان می‌دهند. بنابراین می‌توان از این مواد حداکثر تا ضخامت‌های بیان شده به عنوان کاتود استفاده کرد.

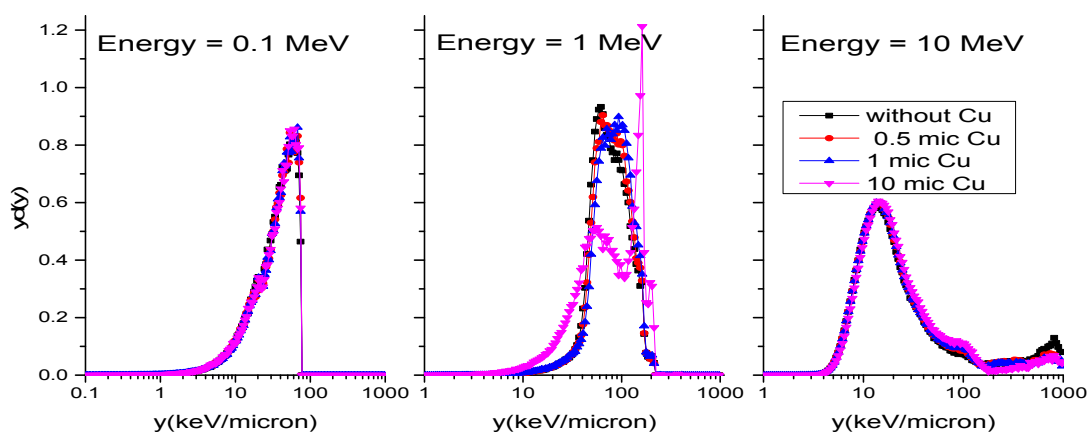
جدول ۵-۵ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آن‌ها برای سه رسانه به عنوان کاتود با ضخامت‌های متفاوت.

باریکه ۱۰ MeV						
ضخامت کاتود [μm]	مس		آلومینیوم		لایه‌های گرافن	
	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$
۰,۰	۱۶,۳۶۴۷	۰,۰۰۱۷	۱۶,۳۶۴۷	۰,۰۰۱۷	۱۶,۳۶۴۷	۰,۰۰۱۷
۰,۵	۱۶,۱۴۳۸	۰,۰۰۱۵	۱۶,۵۰۶۹	۰,۰۰۱۷	۱۶,۶۹۵۳	۰,۰۰۲۳
۱,۰	۱۶,۰۸۹۶	۰,۰۰۱۴	۱۶,۳۸۶۴	۰,۰۰۱۶	۱۶,۸۶۶۶	۰,۰۰۲۴
۱۰,۰	۱۶,۴۴۰۹	۰,۰۰۱۴	۱۶,۴۴۴۳	۰,۰۰۱۵	۱۷,۳۵۹۲	۰,۰۰۲۵
ضخامت کاتود [μm]	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$
	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$
۰,۰	۸۳,۱۹۲۱	۰,۰۱۲۱	۸۳,۱۹۲۱	۰,۰۱۲۱	۸۳,۱۹۲۱	۰,۰۱۲۱
۰,۵	۶۷,۰۳۵۹	۰,۰۱۲۲	۸۱,۱۵۹۸	۰,۰۱۱۷	۹۱,۳۹۷۰	۰,۰۱۴۹
۱,۰	۶۲,۷۲۴۱	۰,۰۱۲۴	۷۴,۳۴۹۷	۰,۰۱۱۷	۹۵,۸۹۳۵	۰,۰۱۴۳

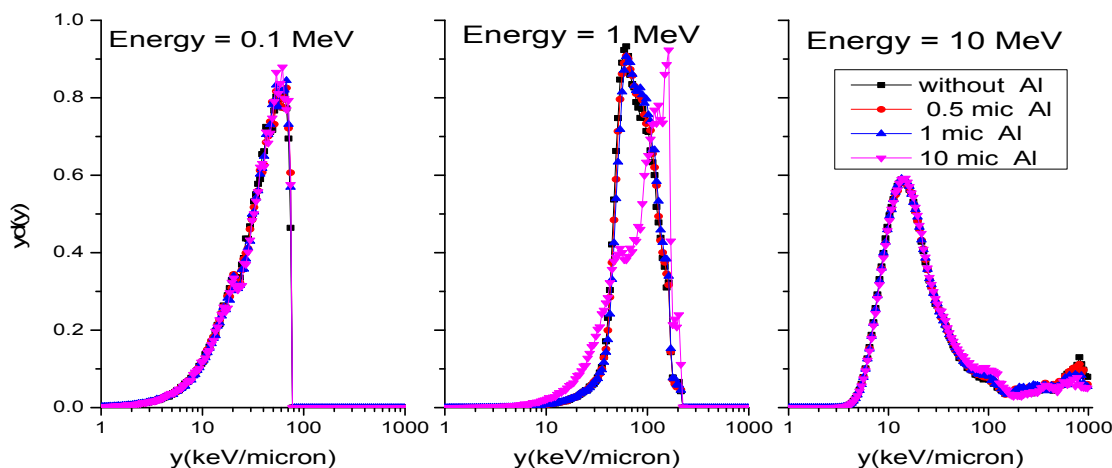
۱۰،۰	۵۹،۶۷۳۵	۰،۰۱۳۵	۶۸،۹۱۳۰	۰،۰۱۲۱	۱۰۲،۳۳۹۵	۰،۰۱۳۹
باریکه ۱ MeV						
ضخامت کاتود [μm]	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$
۰،۰	۶۳،۴۱۸۴	۰،۰۰۱۴	۶۳،۴۱۸۴	۰،۰۰۱۴	۶۳،۴۱۸۴	۰،۰۰۱۴
۰،۵	۶۵،۳۸۱۷	۰،۰۰۱۴	۶۴،۰۸۷۲	۰،۰۰۱۴	۶۴،۰۹۰۹	۰،۰۰۱۸
۱،۰	۶۷،۰۳۶۵	۰،۰۰۱۶	۶۵،۰۴۹۴	۰،۰۰۱۵	۶۴،۹۷۱۹	۰،۰۰۱۹
۱۰،۰	۴۸،۰۰۳۸	۰،۰۰۴۵	۵۵،۸۱۸۸	۰،۰۰۳۷	۵۲،۷۳۳۶	۰،۰۰۵۱
ضخامت کاتود [μm]	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$
۰،۰	۸۱،۸۷۵۵	۰،۰۰۱۵	۸۱،۸۷۵۵	۰،۰۰۱۵	۸۱،۸۷۵۵	۰،۰۰۱۵
۰،۵	۸۴،۵۵۴	۰،۰۰۱۵	۸۲،۸۴۵۵	۰،۰۰۱۵	۸۳،۲۳۸۰	۰،۰۰۱۹
۱،۰	۸۷،۸۲۹۸	۰،۰۰۱۵	۸۴،۳۵۶۱	۰،۰۰۱۵	۸۴،۸۹۱۲	۰،۰۰۲۰
۱۰،۰	۸۹،۵۲۲۳	۰،۰۰۴۴	۹۴،۶۲۵۵	۰،۰۰۳۱	۹۲،۳۱۷۳	۰،۰۰۴۹
باریکه ۰،۱ MeV						
ضخامت کاتود [μm]	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$
۰،۰	۲۱،۱۸۵۱	۰،۰۰۲۷	۲۱،۱۸۵۱	۰،۰۰۲۷	۲۱،۱۸۵۱	۰،۰۰۲۷
۰،۵	۲۰،۷۷۳۷	۰،۰۰۳۲	۲۰،۶۹۰۱	۰،۰۰۳۱	۲۱،۰۹۴۲	۰،۰۰۲۹
۱،۰	۲۰،۷۴۸۵	۰،۰۰۳۲	۲۰،۷۸۵۳	۰،۰۰۳۲	۲۱،۲۷۸۷	۰،۰۰۴۱
۱۰،۰	۲۰،۱۶۳۰	۰،۰۰۳۳	۲۰،۷۲۰۴	۰،۰۰۳۲	۲۱،۳۶۳۸	۰،۰۰۴۱
ضخامت کاتود [μm]	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$
۰،۰	۳۸،۲۶۷۴	۰،۰۰۲۱	۳۸،۲۶۷۴	۰،۰۰۲۱	۳۸،۲۶۷۴	۰،۰۰۲۱
۰،۵	۳۸،۹۱۵۴	۰،۰۰۲۳	۳۸،۶۷۷۲	۰،۰۰۲۳	۳۹،۰۴۱۳	۰،۰۰۲۹
۱،۰	۳۸،۹۴۱۳	۰،۰۰۲۳	۳۸،۹۴۱۰	۰،۰۰۲۳	۳۹،۴۶۵۶	۰،۰۰۲۹
۱۰،۰	۳۸،۹۹۲۳	۰،۰۰۲۴	۳۹،۰۲۲۱	۰،۰۰۲۳	۳۹،۵۴۳۴	۰،۰۰۲۹

باریکه ۱۰ MeV						
ضخامت کاتود [μm]	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$
۰,۰	۶,۵۰۱۶	۰,۰۰۲۳	۶,۵۰۱۶	۰,۰۰۲۳	۶,۵۰۱۶	۰,۰۰۲۳
۰,۵	۶,۵۵۰۲	۰,۰۰۲۳	۶,۶۳۷۷	۰,۰۰۲۳	۶,۶۷۱۷	۰,۰۰۳۰
۱,۰	۶,۵۷۳۱	۰,۰۰۲۳	۶,۶۴۲۰	۰,۰۰۲۳	۶,۷۷۹۴	۰,۰۰۲۹
۱۰,۰	۶,۶۸۷۳	۰,۰۰۲۲	۶,۷۹۳۲	۰,۰۰۲۳	۷,۰۷۰۱	۰,۰۰۲۹
باریکه ۱ MeV						
ضخامت کاتود [μm]	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$
۰,۰	۲۰,۵۷۳۴	۰,۰۰۰۸	۲۰,۵۷۳۴	۰,۰۰۰۸	۲۰,۵۷۳۴	۰,۰۰۰۸
۰,۵	۲۱,۱۶۶۷	۰,۰۰۰۵	۲۰,۸۱۱۸	۰,۰۰۰۸	۲۰,۸۸۹۳	۰,۰۰۱۱
۱,۰	۲۱,۷۳۲۰	۰,۰۰۰۸	۲۱,۰۷۷۹	۰,۰۰۰۸	۲۱,۱۷۶۱	۰,۰۰۱۱
۱۰,۰	۱۸,۵۰۶۸	۰,۰۰۲۳	۲۰,۳۸۳۲	۰,۰۰۱۷	۱۹,۴۳۱۵	۰,۰۰۲۵
باریکه ۰,۱ MeV						
ضخامت کاتود [μm]	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$
۰,۰	۱۰,۱۲۴۰	۰,۰۰۲۵	۱۰,۱۲۴۰	۰,۰۰۲۵	۱۰,۱۲۴۰	۰,۰۰۲۵
۰,۵	۱۰,۳۳۴۴	۰,۰۰۲۸	۱۰,۲۵۹۱	۰,۰۰۲۸	۱۰,۳۷۳۶	۰,۰۰۲۹
۱,۰	۱۰,۳۴۳۱	۰,۰۰۲۸	۱۰,۳۴۲۸	۰,۰۰۲۸	۱۰,۵۰۸۳	۰,۰۰۳۵
۱۰,۰	۱۰,۳۶۲۴	۰,۰۰۲۸	۱۰,۳۶۹۶	۰,۰۰۲۸	۱۰,۵۳۲۰	۰,۰۰۳۴
باریکه ۱۰ MeV						
ضخامت کاتود [μm]	$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$
۰,۰	۳۲,۵۱۲۸	۰,۰۰۱۹	۳۲,۵۱۲۸	۰,۰۰۱۹	۳۲,۵۱۲۸	۰,۰۰۱۹
۰,۵	۳۲,۱۸۸۹	۰,۰۰۱۷	۳۲,۸۵۲۷	۰,۰۰۱۹	۱۹,۹۰۸۵	۰,۰۰۲۶
۱,۰	۳۱,۹۳۱۳	۰,۰۰۱۷	۳۲,۵۶۰۲	۰,۰۰۱۸	۲۰,۰۷۰۴	۰,۰۰۲۶

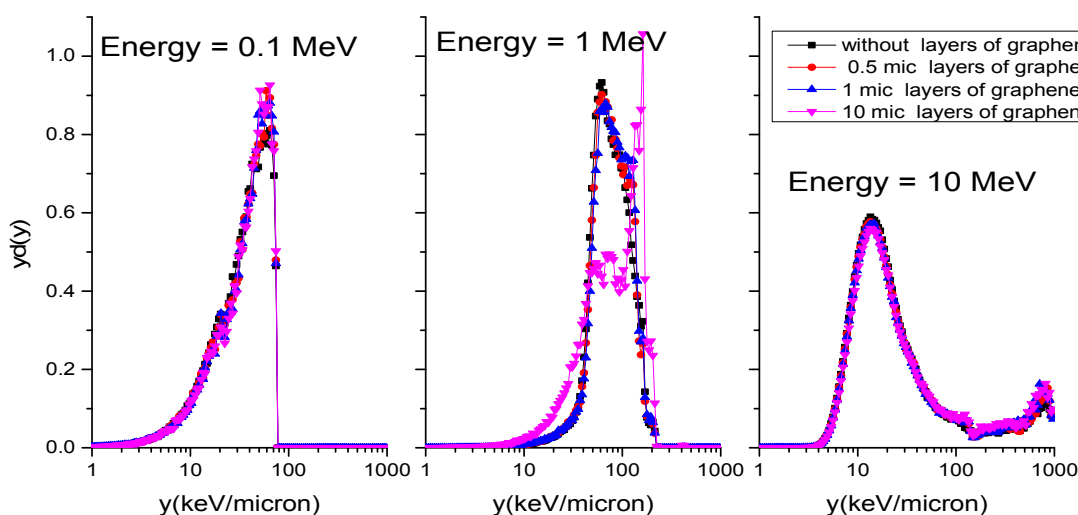
۱۰,۰	۲۹,۹۴۱۳	۰,۰۰۱۷	۳۱,۵۶۷۴	۰,۰۰۱۸	۱۹,۸۰۳۸	۰,۰۰۲۷
باریکه ۱ MeV						
ضخامت کاتود [μm]	$D_t[\text{Gy}]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t[\text{Gy}]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t[\text{Gy}]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$
۰,۰	۱۴,۱۳۸۷	۰,۰۰۲۹	۱۴,۱۳۸۷	۰,۰۰۲۹	۱۴,۱۳۸۷	۰,۰۰۲۹
۰,۵	۱۳,۰۳۰۹	۰,۰۰۳	۱۳,۲۸۵۸	۰,۰۰۳۰	۸,۰۲۷۷	۰,۰۰۳۸
۱,۰	۱۱,۹۰۹۰	۰,۰۰۳۲	۱۲,۶۳۴۰	۰,۰۰۳۱	۷,۴۸۱۵	۰,۰۰۴۰
۱۰,۰	۲,۸۹۹۷	۰,۰۰۶۶	۴,۰۰۷۳	۰,۰۰۵۸	۲,۱۳۴۳	۰,۰۰۷۸
باریکه ۰,۱ MeV						
ضخامت کاتود [μm]	$D_t[\text{Gy}]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t[\text{Gy}]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t[\text{Gy}]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$
۰,۰	۳,۲۰۳۲	۰,۰۰۴۱	۳,۲۰۳۲	۰,۰۰۴۱	۳,۲۰۳۲	۰,۰۰۴۱
۰,۵	۲,۵۳۷۹	۰,۰۰۴۷	۲,۵۷۸۲	۰,۰۰۴۶	۱,۵۹۳۸	۰,۰۰۵۹
۱,۰	۲,۵۲۴۶	۰,۰۰۴۷	۲,۵۲۱۵	۰,۰۰۴۷	۱,۵۶۵۹	۰,۰۰۶۰
۱۰,۰	۲,۵۲۰۷	۰,۰۰۴۷	۲,۵۱۶۸	۰,۰۰۴۷	۱,۵۶۶۰	۰,۰۰۶۰



شکل ۵-۲۰ طیف میکروذیامتری با دیواره پلی اتیلن و باریکه نوترون با چهار مد شامل بدون افزودن لایه مس (منحنی مشکی)، لایه به ضخامت‌های ۰,۵، ۱ و ۱۰ میکرون به ترتیب با رنگ‌های قرمز، آبی و صورتی در سه انرژی ۰,۱ MeV، ۱ MeV و ۱۰ MeV.



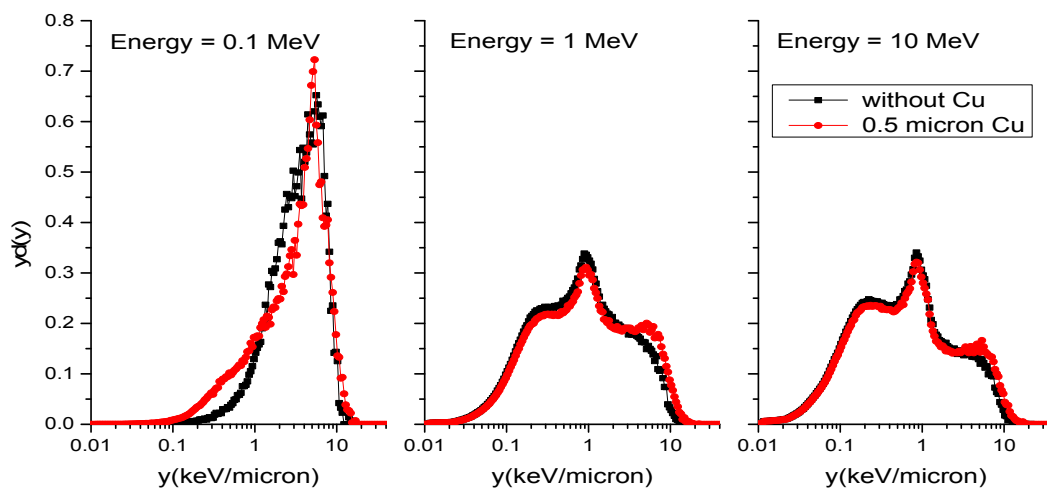
شکل ۵-۲۱ طیف میکروزدیمتری با دیواره پلی اتیلن و باریکه نوترون با چهار مد شامل بدون افزودن لایه آلومینیوم (منحنی مشکی)، لایه به ضخامت‌های ۰.۵، ۱ و ۱۰ میکرون به ترتیب با رنگ‌های قرمز، آبی و صورتی در سه انرژی ۱۰ MeV و ۱ MeV، ۰.۱ MeV



شکل ۵-۲۲ طیف میکروزدیمتری با دیواره پلی اتیلن و باریکه نوترون با چهار مد شامل بدون افزودن لایه‌های گرافن (منحنی مشکی)، لایه به ضخامت‌های ۰.۵، ۱ و ۱۰ میکرون به ترتیب با رنگ‌های قرمز، آبی و صورتی در سه انرژی ۱۰ MeV و ۱ MeV، ۰.۱ MeV

در ادامه در نتیجه تغییرات در انرژی ۱۰ MeV ما اثر تک لایه گرافن را در طیف‌های میکروزدیمتری بررسی کردیم مشاهده کردیم که با قراردادن یک تک لایه از گرافن داخل میکروزدیمتر به عنوان کاتود، مقادیر $\bar{y}_d$ و $\bar{y}_f$ به ترتیب $16,3560 \text{ keV}/\mu\text{m}$ و $82,8991 \text{ keV}/\mu\text{m}$ می‌شوند. در حالی که این مقادیر بدون قرار دادن لایه گرافن $16,3647 \text{ keV}/\mu\text{m}$ و $83,1921 \text{ keV}/\mu\text{m}$ می‌باشد. بنابراین در نتیجه

رسانندگی بالای الکتریکی، ضخامت کم آن، این ماده می‌تواند جایگزین خوبی به عنوان کاتود در میکروذیمرها با ابعاد میکرون و کوچکتر باشد. با توجه به نتایج این بخش و رسانایی بالای مس در ادامه کاتود را مس با ضخامت ۰,۵ میکرون در نظر گرفتیم.



شکل ۵-۲۳ طیف میکروذیمری با دیواره پلی‌اتیلن و باریکه فوتون بدون افزودن لایه مس (منحنی مشکی)، لایه به ضخامت ۰,۵ (منحنی قرمز) در سه انرژی ۰,۱ MeV، ۱ MeV و ۱۰ MeV

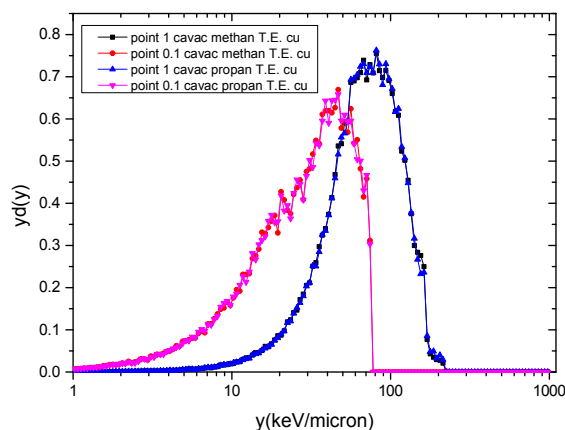
جدول ۵-۶ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی و عدم قطعیت‌های آن، بدون حضور مس و با ضخامت ۰,۵ میکرون مس به عنوان کاتود و برای چشمه گاما با انرژی‌های متفاوت

ضخامت کاتود [μm]	۱۰ MeV		۱ MeV		۰,۱ MeV	
	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$
۰,۰	۰,۲۳۰۱	۰,۰۰۱۳	۰,۳۳۲۹	۰,۰۰۱۵	۲,۱۸۶۱	۰,۰۰۶۴
۰,۵	۰,۲۳۸۵	۰,۰۰۱۴	۰,۳۵۵۰	۰,۰۰۱۶	۱,۳۷۷۴	۰,۰۰۵۰
ضخامت کاتود [μm]	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$
	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$
۰,۰	۱,۳۰۵۵	۰,۰۰۴۲	۱,۵۸۸۸	۰,۰۰۴۱	۳,۹۷۹۹	۰,۰۰۶۶
۰,۵	۱,۵۵۰۷	۰,۰۰۴۵	۱,۹۸۱۷	۰,۰۰۴۴	۳,۹۱۱۳	۰,۰۰۵۵

با توجه به اینکه تقریباً میدان نوترون خالص نداریم و چشمه‌های نوترون، فوتون نیز گسیل می‌کنند؛ بنابراین، بیشینه‌ی بهینه ضخامت مس را با چشمه گاما نیز مورد بررسی قرار دادیم. نتایج این شبیه‌سازی‌ها در شکل ۵-۲۳ رسم شده است. به منظور مقایسه دقیق، کمیت‌های میکرودمتری و عدم قطعیت‌های این شبیه‌سازی‌ها نیز در جدول ۵-۶ بیان شده است. این نتایج نشان می‌دهد که این بیشینه‌ی بهینه ضخامت برای چشمه‌های گاما نیز مناسب است.

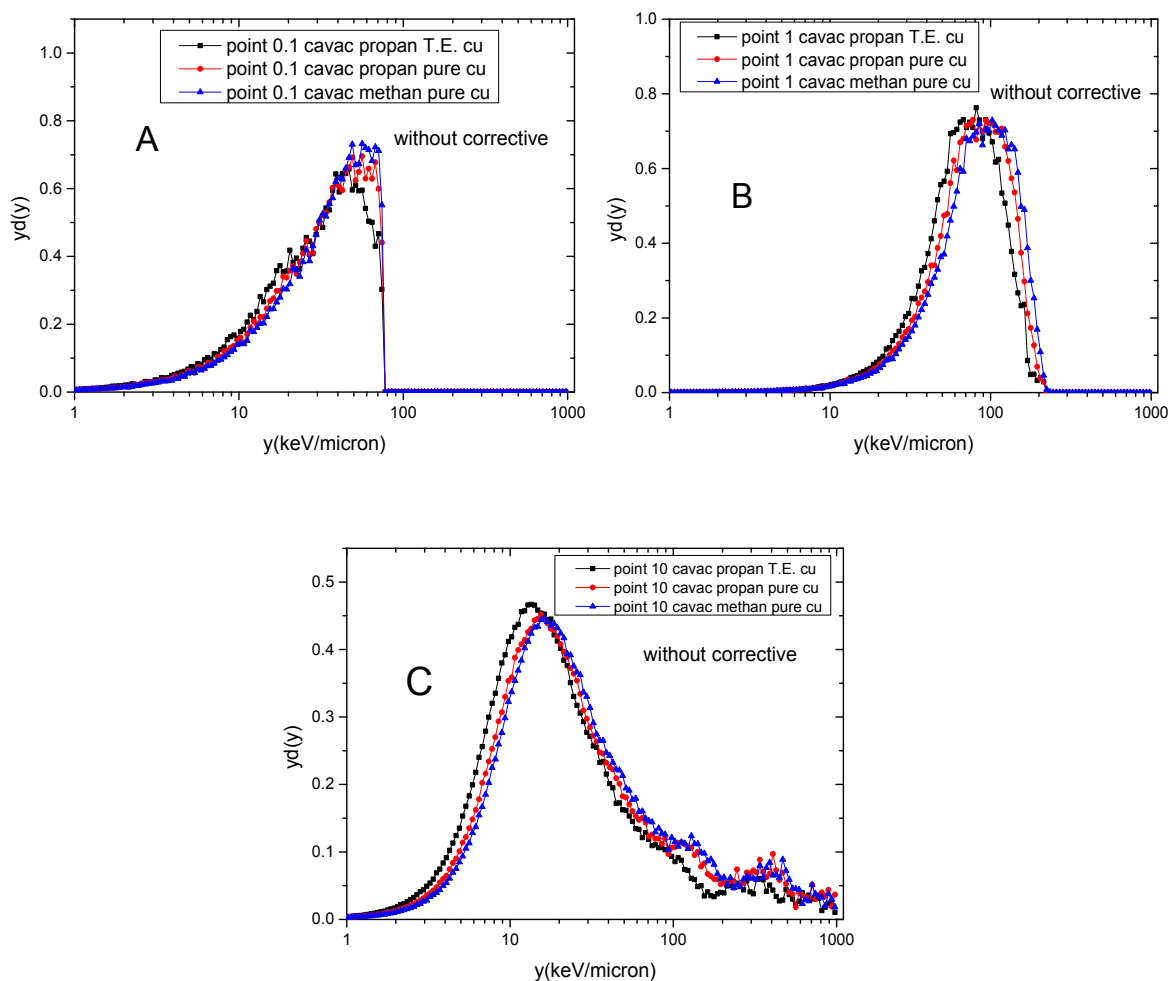
۵-۷-۴ اثر گازهای جایگزین حفره بر طیف‌های میکرودمتر

در شبیه‌سازی میکرودمتر، با استفاده از قضیه براگ‌گری می‌توان یک سایت میکرونی را معادل با سایت بزرگتر پر شده از گاز با چگالی کم فشار معادل با آن دانست. اگر هدف، میکرودمتری در بافت‌های بدن است، گاز حفره میکرودمتر باید از گازهای معادل بافت باشد. بنابراین بر طبق تئوری حفره براگ‌گری، توان توقف جرمی باید با توان توقف جرمی مواد دیواره میکرودمتر برابر باشد. بنابراین در حفره میکرودمتر، از گازهای متان و پروپان معادل بافت استفاده می‌شود که ترکیبات و درصدهای وزنی آن‌ها در جدول ۴-۲ بیان شده است.



شکل ۵-۲۴ اثر دو گاز متان معادل بافت (منحنی مشکی و قرمز رنگ) و پروپان معادل بافت (آبی و صورتی رنگ) در طیف‌های میکرودمتری برای چشمه نقطه‌ای نوترون در دو انرژی ۰٫۱ (منحنی قرمز و صورتی رنگ) و ۱ MeV (منحنی‌های آبی و مشکی رنگ)

در شکل ۵-۲۴ طیف‌های میکروذیتمتری با حفره‌های پر شده از گازهای پروپان و متان معادل بافت نرم را برای چشمه نقطه‌ای نوترون با دو انرژی ۱ MeV و ۰,۱ MeV شبیه‌سازی و رسم کردیم. مشاهده کردیم که قرار دادن گازهای متان و پروپان معادل بافت داخل حفره میکروذیتمتر اثر یکسانی بر طیف‌های میکروذیتمتری دارد.

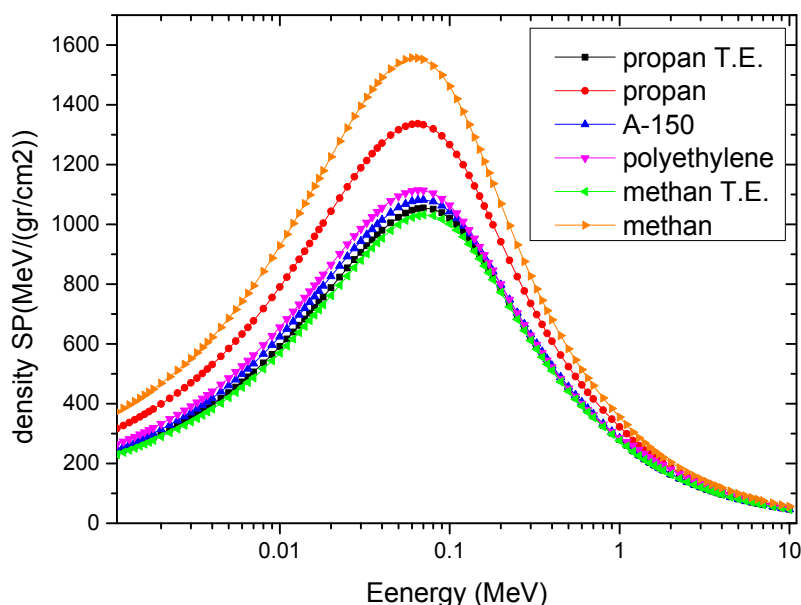


شکل ۵-۲۵ تاثیر گازهای مختلف بر طیف میکروذیتمتری برای پروپان معادل بافت (منحنی مشکی رنگ)، پروپان خالص (منحنی قرمز) و متان خالص (منحنی آبی) برای چشمه نقطه‌ای نوترون در سه انرژی ۰,۱ MeV، ۱ MeV و ۱۰ MeV

در ادامه به منظور مطالعه گازهای جایگزین، گازهای دیگری مانند متان و پروپان را بررسی کردیم و حفره میکروذیتمتر را از این گازها با چگالی ۰,۰۰۰۰۸ گرم بر سانتی‌متر مکعب پر کردیم. طیف‌های میکروذیتمتری را برای چشمه نقطه‌ای نوترون در سه انرژی ۰,۱ MeV، ۱ MeV و ۱۰ MeV در شکل

۵-۲۵ رسم کرده و اثر گاز حفره میکرودمتر را بر طیف‌های میکرودمتر بررسی کردیم. مشاهده کردیم در نوترون‌ها با انرژی ۱ MeV و ۱۰ MeV قله طیف میکرودمتری به انرژی‌های خطی بزرگتر جابه‌جا شده، مقدار $yd(y)$ کاهش می‌یابد و در نتیجه طیف‌های میکرودمتری تغییر می‌کند.

بر طبق رابطه (۴-۱۷) در این پژوهش، توان توقف جرمی گازی که در حفره میکرودمتر استفاده می‌شود باید معادل با بافت باشد. شکل ۵-۲۶ توان توقف جرمی متان و پروپان معادل بافت، متان و پروپان خالص، پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ و پلی‌اتیلن را که با استفاده از کد SRIM بدست آمده است، نشان می‌دهد. همانطور که این شکل نشان می‌دهد پلی‌اتیلن، پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ و گازهای معادل بافت متان و پروپان توان توقف جرمی یکسانی را بر حسب انرژی دارند. اما توان توقف جرمی پروپان و متان با این مواد متفاوت است. بنابراین این گازها نمی‌توانند در حفره میکرودمتر بدون اعمال ضریب تصحیح استفاده شوند.



شکل ۵-۲۶ توان توقف جرمی بر حسب انرژی

بر طبق رابطه (۴-۱۷)، با فرض اینکه گازهای دیگری مثل پروپان، معادل با گازهای معادل بافت باشند، باید روابط زیر برقرار باشد.

$$\left(S / \rho \right)_t \rho_t d_t = \left(S / \rho \right)_{gT.E.P} \rho_{gT.E.P} d_{gT.E.P} \quad (3-5)$$

$$\left(S / \rho \right)_t \rho_t d_t = \left(S / \rho \right)_{gP} \rho_{gP} d_{gP}$$

در رابطه بالا gP اندیس گاز پروپان و $gT.E.P$ اندیس گاز پروپان معادل بافت است. به عنوان نتیجه، طرف چپ روابط بالا یکسان است و طرف راست نیز باید مساوی باشد و بنابراین خواهیم داشت:

$$\left(S / \rho \right)_{gT.E.P} \rho_{gT.E.P} d_{gT.E.P} = \left(S / \rho \right)_{gP} \rho_{gP} d_{gP} \quad (4-5)$$

از آنجایی که ابعاد حفره میکرودمتر ثابت است، $d_{gT.E.P} = d_{gP}$ است. لذا خواهیم داشت:

$$\frac{\left(S / \rho \right)_{gT.E.P}}{\left(S / \rho \right)_{gP}} \rho_{gT.E.P} = \rho_{gP} \quad (5-5)$$

بنابراین، به منظور استفاده از گاز پروپان به جای گاز پروپان معادل بافت، بر طبق معادله (5-5)

ضریب تصحیح $\frac{\left(S / \rho \right)_{gT.E.P}}{\left(S / \rho \right)_{gP}}$ باید به چگالی گاز پروپان اعمال شود. این فاکتور تصحیح، ضریب تصحیح

چگالی نامیده می‌شود. در ادامه به منظور محاسبه این ضریب تصحیح، میانگین توان توقف جرمی در

گازهای مختلف تا انرژی 10 MeV محاسبه شده است. برای این هدف توان توقف جرمی در هر ماده با

استفاده از کد SRIM محاسبه شد و سپس این توان توقف‌های جرمی بر حسب انرژی رسم شدند. سپس

ما انتگرال این منحنی‌ها را بدست آورده و بر بیشینه انرژی پروتون تقسیم کردیم و میانگین توان توقف

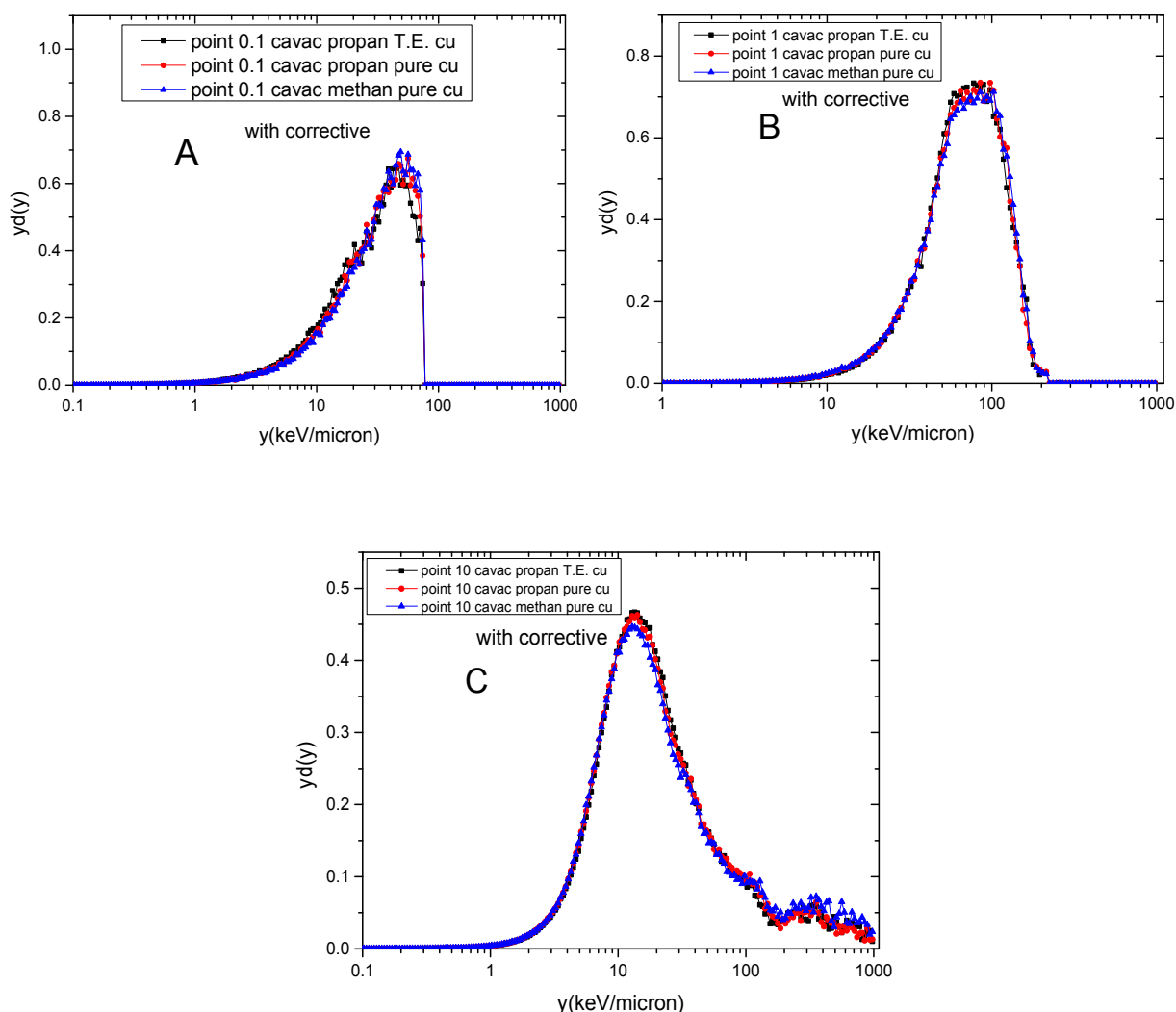
جرمی در این بازه انرژی بدست آمد که این میانگین‌ها مثلاً برای پروتون‌ها با انرژی 10 MeV در جدول

۷-۵ گزارش شده است.

جدول ۷-۵ میانگین توان توقف جرمی پروتون با انرژی 10 MeV

پروپان معادل بافت	پروپان	پلاستیک معادل بافت ۱۵۰-۸	متان معادل بافت	متان	ماده
۱۲۳،۸۶۷	۱۴۳،۳۶۰	۱۲۵،۱۲۷	۱۲۲،۵۶۳	۱۵۸،۶۰۸	میانگین توان توقف جرمی ($\text{MeV} / (\text{g/cm}^2)$)/۱۰

سپس با استفاده از این جدول و اعمال ضریب تصحیح چگالی به گاز متان، چگالی گاز متان محاسبه شد. داخل حفره میکرودمتر گاز متان با این چگالی را قرار دادیم و طیف‌های میکرودمتری را با استفاده از کد GEANT4 شبیه‌سازی و محاسبه کردیم. سپس تصحیح مورد نیاز برای گاز پروپان را نیز اعمال کرده و طیف‌های میکرودمتری آن را بدست آوردیم. با اعمال تصحیح چگالی برای گازهای متان و پروپان، طیف‌های میکرودمتری شبیه‌سازی شده جهت مقایسه با گاز پروپان معادل بافت در شکل ۲۷-۵ رسم شده است.



شکل ۲۷-۵ طیف‌های میکرودمتری با اعمال تصحیح چگالی به گازهای متان (منحنی آبی) و پروپان (منحنی قرمز) در قیاس با گاز پروپان معادل بافت (منحنی آبی) برای چشمه نقطه‌ای نوترون در سه انرژی ۱ MeV، ۰.۱ MeV و ۱۰ MeV

جدول ۵-۸ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم

قطعیت‌های آن‌ها برای گازهای متفاوت.

گاز	۱۰ MeV		۱ MeV		۰,۱ MeV	
	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$
پروپان معادل بافت	۱۱,۳۹۹۹	۰,۰۲۲	۴۹,۳۴۷۵	۰,۰۰۳۰	۱۲,۷۴۳۹	۰,۰۰۶۵
متان معادل بافت			۴۹,۰۸۴۲	۰,۰۰۳۰	۱۲,۷۳۵۹	۰,۰۰۶۵
پروپان خالص بدون ضریب تصحیح	۱۲,۴۲۳۳	۰,۰۰۲۷	۵۳,۴۷۶۷	۰,۰۰۲۹	۱۴,۲۸۰۲	۰,۰۰۵۰
متان خالص بدون ضریب تصحیح	۱۳,۴۱۹۱	۰,۰۰۲۶	۵۶,۴۸۵۶	۰,۰۰۲۹	۱۵,۲۳۸۳	۰,۰۰۴۲
پروپان خالص با ضریب تصحیح	۱۱,۱۸۸۹	۰,۰۰۲۲	۴۸,۰۹۲۷	۰,۰۰۳۰	۱۳,۷۱۵۰	۰,۰۰۵۴
متان خالص با ضریب تصحیح	۱۱,۳۱۲۸	۰,۰۰۲۵	۴۷,۶۸۵۸	۰,۰۰۳۰	۱۴,۳۰۳۴	۰,۰۰۴۸
گاز	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$
پروپان معادل بافت	۵۱,۵۵۸۴	۰,۰۱۸۴	۷۴,۵۱۵۲	۰,۰۰۲۹	۳۲,۴۶۷۹	۰,۰۰۵۴
متان معادل بافت			۷۴,۲۴۰۶	۰,۰۰۲۹	۳۲,۴۵۴۷	۰,۰۰۵۴
پروپان خالص بدون ضریب تصحیح	۶۶,۴۱۵۶	۰,۰۱۷۸	۸۳,۰۰۲۸	۰,۰۰۲۶	۳۵,۱۷۹۵	۰,۰۰۳۸
متان خالص بدون ضریب تصحیح	۶۷,۹۶۴۷	۰,۰۱۶۰	۹۰,۰۳۳۷	۰,۰۰۲۵	۳۶,۶۷۱۱	۰,۰۰۳۱
پروپان خالص با ضریب تصحیح	۴۹,۸۶۷۲	۰,۰۱۸۱	۷۴,۲۱۹۷	۰,۰۰۲۸	۳۴,۰۳۴۴	۰,۰۰۴۲
متان خالص با ضریب تصحیح	۶۱,۴۲۰۵	۰,۰۱۸۳	۷۴,۹۵۱۲	۰,۰۰۲۸	۳۵,۰۰۸۲	۰,۰۰۳۷

گاز	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$
پروپان معادل بافت	۶,۵۵۲۶	۰,۰۰۳۹	۱۸,۹۲۸۴	۰,۰۰۱۹	۸,۳۶۲۹	۰,۰۰۶۶
متان معادل بافت			۱۸,۸۶۹۲	۰,۰۰۱۹	۸,۳۵۹۰	۰,۰۰۶۶
پروپان خالص بدون ضریب تصحیح	۷,۷۱۸۸	۰,۰۰۳۷	۲۰,۱۰۹۱	۰,۰۰۱۶	۹,۲۰۴۴	۰,۰۰۴۶
متان خالص بدون ضریب تصحیح	۸,۱۸۷۳	۰,۰۰۳۳	۲۰,۶۸۱۴	۰,۰۰۱۳	۹,۶۶۸۷	۰,۰۰۳۷
پروپان خالص با ضریب تصحیح	۶,۶۲۰۸	۰,۰۰۳۹	۱۸,۹۱۹۱	۰,۰۰۱۹	۸,۸۴۶۹	۰,۰۰۵۱
متان خالص با ضریب تصحیح	۶,۸۱۵۴	۰,۰۰۴۰	۱۸,۹۵۸۶	۰,۰۰۱۹	۹,۱۴۸۷	۰,۰۰۴۵
گاز	$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$
پروپان معادل بافت	۲۳,۰۶۵۴	۰,۰۰۲۵	۸,۱۴۸۶	۰,۰۰۵۱	۱,۳۲۴۹	۰,۰۰۸۳
متان معادل بافت			۸,۱۴۲۹	۰,۰۰۵۱	۱,۳۰۲۴	۰,۰۰۸۴
پروپان خالص بدون ضریب تصحیح	۲۱,۱۷۹	۰,۰۰۳۰	۹,۸۵۴۹	۰,۰۰۴۹	۲,۴۱۱۶	۰,۰۰۶۴
متان خالص بدون ضریب تصحیح	۲۲,۹۸۲۸	۰,۰۰۲۹	۱۱,۴۰۷۴	۰,۰۰۴۷	۳,۳۸۳۲	۰,۰۰۵۵
پروپان خالص با ضریب تصحیح	۲۲,۶۸۴۹	۰,۰۰۲۵	۸,۴۷۱۵	۰,۰۰۵۰	۲,۰۱۰۶	۰,۰۰۶۹
متان خالص با ضریب تصحیح	۲۲,۸۷۳۸	۰,۰۰۲۸	۸,۸۳۸۲	۰,۰۰۴۹	۲,۵۰۳۴	۰,۰۰۶۳

در جدول ۵-۸ نیز به منظور مقایسه اثر ضریب تصحیح چگالی، میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی

خطی، فاکتور کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آن‌ها با اعمال و بدون اعمال ضرایب

تصحیح چگالی به گازهای پروپان و متان محاسبه و گزارش شده‌اند. همچنین این مقادیر با مقادیر گازهای متان و پروپان معادل بافت مقایسه شده‌اند.

با توجه به این شکل‌ها و جدول مشاهده می‌شود که اعمال ضرایب تصحیح چگالی به گازهای متان و پروپان باعث می‌شود که طیف‌های میکرووزیمتری این گازها توافق خوبی با طیف‌های میکرووزیمتری گازهای متان و پروپان معادل بافت داشته باشند. بنابراین با اعمال ضرایب تصحیح چگالی به گازهای متان و پروپان، این گازها می‌توانند در حفره میکرووزیمتر استفاده شوند. ضریب تصحیح چگالی برای متان و پروپان در انرژی 10 MeV به ترتیب $0,781$ و $0,864$ می‌باشد.

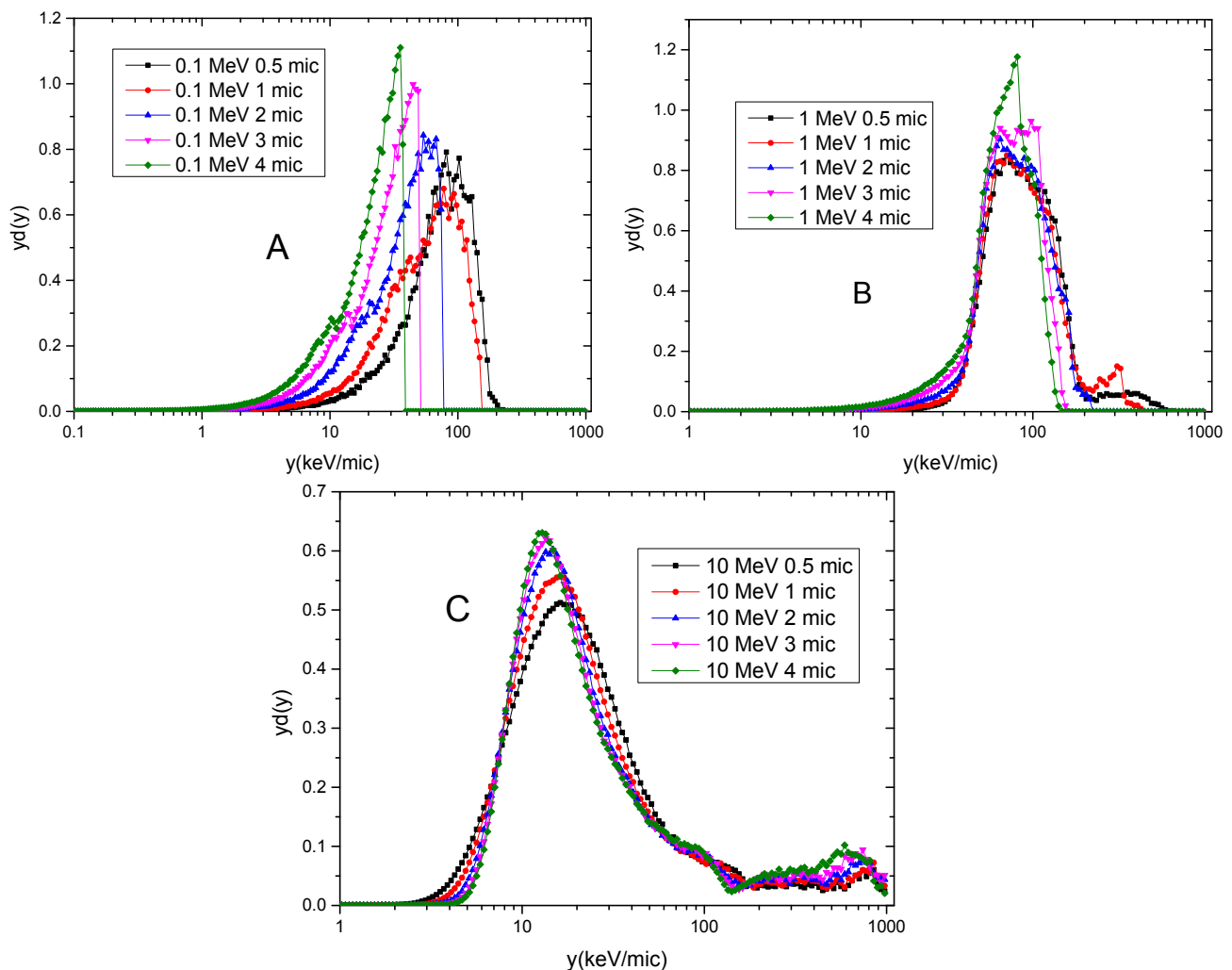
۵-۷-۵ اثر ابعاد بر طیف‌های میکرووزیمتر

به منظور مطالعه کامل طیف‌های میکرووزیمتری سایت‌ها با ابعاد مختلف $0,5$ ، 1 ، 2 ، 3 و 4 میکرون شبیه‌سازی شد. جدول ۵-۹ رابطه بین چگالی سایت و ابعاد سایت برای سایت‌های ذکر شده را بیان می‌کند.

اثر سایت‌ها با ابعاد مختلف در طیف‌های میکرووزیمتری برای باریکه نوترون در سه انرژی MeV $0,1$ ، 1 و 10 MeV در سایت‌ها با ابعاد $0,5$ ، 1 ، 2 ، 3 و 4 میکرون با استفاده از کد GEANT4 شبیه‌سازی و در شکل ۵-۲۸ رسم شد. محاسبه نتایج کمیت‌های میکرووزیمتری در جدول ۵-۱۰ گزارش شد. بر طبق این شکل‌ها، در سایت‌هایی که بیشینه برد ذرات باردار کوچکتر از ابعاد سایت است، کل انرژی ذره $\mathcal{E}_1$ در سایت ذخیره می‌شود. با افزایش ابعاد سایت و متعاقباً افزایش $\bar{t}$ ، $y = \frac{\mathcal{E}_1}{\bar{t}}$ کاهش می‌یابد. بنابراین طیف‌های میکرووزیمتری به انرژی‌های خطی پایین، جابه‌جا می‌شوند. برای نوترون‌ها با انرژی $0,1 \text{ MeV}$ ، بیشینه انرژی پس پراکندگی پروتون‌ها $0,1 \text{ MeV}$ است، که برد این پروتون‌ها کوچکتر از اندازه سایت یک میکرونی است. بنابراین در سایت‌های بزرگتر از یک میکرون، کل انرژی پروتون ثابت باقی می‌ماند.

جدول ۵-۹ رابطه بین چگالی سایت و ابعاد برای سایت‌ها با ابعاد متفاوت

چگالی $[g/cm^3]$	ابعاد سایت $[\mu m]$	$\bar{t} [\mu m]$
2.0×10^{-5}	۰,۵	۰,۳۳۳۳
4.0×10^{-5}	۱,۰	۰,۶۶۶۷
8.0×10^{-5}	۲,۰	۱,۳۳۳۳
1.2×10^{-4}	۳,۰	۲,۰۰۰۰
1.6×10^{-4}	۴,۰	۲,۶۶۶۷



شکل ۲۸-۵ تاثیر ابعاد مختلف در طیف‌های میکروزدیتمتری برای باریکه نوترون در سه انرژی ۰,۱ MeV، ۱ MeV و ۱۰ MeV. منحنی مشکی، قرمز، آبی، صورتی و سبز به ترتیب سایت‌های ۰,۵، ۱، ۲، ۳ و ۴ میکرون

بر طبق شکل ۵-۲۸ در سایت یک میکرون، بیشینه انرژی خطی $y = 154,882 \text{ keV}/\mu\text{m}$ است. بنابراین بر طبق توضیحات بالا، انتظار داریم که برای سایت‌های ۲، ۳ و ۴ میکرون، بیشینه مقدار y به ترتیب در $y = \frac{154,882}{2} = 77,441 \text{ keV}/\mu\text{m}$ ، $y = \frac{154,882}{3} = 51,627 \text{ keV}/\mu\text{m}$ و $y = \frac{154,882}{4} = 38,721 \text{ keV}/\mu\text{m}$ مشاهده شود. این مقادیر با مقادیر بدست آمده با استفاده از کد GEANT4 در توافق خوبی است. اما برد پروتون‌های پس پراکنده سایت ۰,۵ میکرونی، از اندازه سایت بزرگتر است. بنابراین در این سایت فقط قسمت کمی از انرژی ذخیره می‌شود. در رابطه y ، ϵ_1 و $\bar{t}$ برای این سایت تغییر می‌کند و بیشینه مقدار $y = 234,423 \text{ keV}/\mu\text{m}$ بدست می‌آید که از روند دیگر سایت‌ها پیروی نمی‌کند.

بر طبق این شکل برای نوترون‌ها با انرژی ۱ MeV و ۱۰ MeV، برد پروتون‌های پس پراکنده از ابعاد بزرگترین سایت (سایت ۴ میکرونی) بزرگتر است. بنابراین در این انرژی‌ها در رابطه y ، هر دوی ϵ_1 و $\bar{t}$ تغییر می‌کنند و بنابراین با انرژی ۰,۱ MeV قابل قیاس نیست.

جدول ۵-۱۰ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آن‌ها برای ابعاد متفاوت.

ابعاد [μm]	۱۰ MeV		۱ MeV		۰,۱ MeV	
	$\bar{y}_f \left[\frac{\text{keV}}{\mu\text{m}} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{\text{keV}}{\mu\text{m}} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{\text{keV}}{\mu\text{m}} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$
۰,۵	۱۵,۶۳۹۰	۰,۰۰۱۴	۷۷,۴۲۱۴	۰,۰۰۱۷	۴۱,۵۰۰۵	۰,۰۰۶۲
۱,۰	۱۵,۱۷۳۸	۰,۰۰۱۴	۷۴,۱۳۵۰	۰,۰۰۱۷	۳۱,۵۷۳۷	۰,۰۰۴۷
۲,۰	۱۶,۱۴۳۵	۰,۰۰۱۵	۶۵,۳۸۱۷	۰,۰۰۱۴	۲۰,۷۷۳۷	۰,۰۰۳۲
۳,۰	۱۶,۳۹۵۰	۰,۰۰۱۶	۵۷,۸۳۴۸	۰,۰۰۱۴	۱۵,۰۴۳۷	۰,۰۰۲۵
۴,۰	۱۶,۵۸۲۰	۰,۰۰۱۶	۵۱,۸۲۱۷	۰,۰۰۱۴	۱۱,۷۰۸۶	۰,۰۰۲۲

ابعاد [μm]	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$
۰,۵	۵۶,۸۷۸۷	۰,۰۱۲۷	۱۰۲,۰۳۳۳	۰,۰۰۴۱	۷۷,۷۱۲۰	۰,۰۰۵۰
۱,۰	۶۱,۰۹۷۲	۰,۰۱۲۷	۹۸,۴۱۷۷	۰,۰۰۳۰	۶۱,۹۵۷۹	۰,۰۰۴۱
۲,۰	۶۷,۰۰۹۲	۰,۰۱۲۲	۸۴,۵۵۴۰	۰,۰۰۱۵	۳۸,۹۱۵۴	۰,۰۰۲۳
۳,۰	۷۲,۹۱۰۵	۰,۰۱۱۵	۷۵,۵۹۷۶	۰,۰۰۱۱	۲۷,۵۰۴۴	۰,۰۰۱۸
۴,۰	۷۵,۱۵۴۶	۰,۰۱۰۶	۶۹,۳۸۸۴	۰,۰۰۱۰	۲۱,۱۴۸۰	۰,۰۰۱۵
ابعاد [μm]	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$
۰,۵	۶,۷۰۱۴	۰,۰۰۲۲	۲۱,۷۵۵۳	۰,۰۰۰۸	۱۹,۳۰۸۰	۰,۰۰۳۳
۱,۰	۶,۵۴۴۳	۰,۰۰۲۳	۲۱,۴۶۶۸	۰,۰۰۰۸	۱۶,۳۵۴۷	۰,۰۰۳۶
۲,۰	۶,۵۵۰۱	۰,۰۰۲۳	۲۱,۱۶۶۷	۰,۰۰۰۸	۱۰,۳۳۴۴	۰,۰۰۲۸
۳,۰	۶,۶۲۸۱	۰,۰۰۲۳	۲۰,۵۳۹۴	۰,۰۰۰۹	۶,۷۴۲۵	۰,۰۰۲۲
۴,۰	۶,۷۱۲۰	۰,۰۰۲۳	۱۹,۳۵۰۳	۰,۰۰۰۹	۴,۷۸۲۹	۰,۰۰۲۰
ابعاد [μm]	$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$
۰,۵	۳۰,۷۷۵۱	۰,۰۰۱۶	۱۱,۹۸۸۸	۰,۰۰۳۵	۱,۳۳۶۲	۰,۰۰۹۱
۱,۰	۳۱,۴۱۹۹	۰,۰۰۱۷	۱۲,۵۸۱۳	۰,۰۰۳۳	۱,۹۶۲۹	۰,۰۰۶۷
۲,۰	۳۲,۱۸۸۲	۰,۰۰۱۷	۱۳,۰۳۰۹	۰,۰۰۳۰	۲,۵۳۷۹	۰,۰۰۴۷
۳,۰	۳۲,۸۵۹۲	۰,۰۰۱۸	۱۳,۲۴۱۳	۰,۰۰۲۸	۲,۷۳۱۵	۰,۰۰۳۸
۴,۰	۳۳,۳۸۸۲	۰,۰۰۱۸	۱۳,۴۰۷۵	۰,۰۰۲۷	۲,۸۲۷۵	۰,۰۰۳۳

در جدول ۵-۱۰ میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، میانگین ضریب کیفیت، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آماری این سایت‌ها با ابعاد مختلف از ۰,۵ تا ۴ میکرون محاسبه شده‌اند. بر طبق این جدول مشاهده می‌شود که در انرژی‌های ۰,۱ MeV و ۱ MeV با افزایش ابعاد سایت، مقدار میانگین فرکانس و میانگین دز انرژی خطی کاهش می‌یابد و در انرژی ۱۰ MeV مقدار این کمیت‌ها افزایش می‌یابد.

۵-۷-۶ اثر بافت‌های مختلف بر طیف‌های میکرودزیمتر

به منظور مقایسه دز دقیق، ما دیوارهای میکرودزیمتر را به صورت واقعی با بافت‌های مختلف بافت نرم، چربی و استخوان در نظر گرفتیم و طیف‌های میکرودزیمتری را برای باریکه نوترون در سه انرژی مختلف بدست آوردیم. در جدول ۵-۱۱ ترکیب و چگالی این مواد بیان شده است.

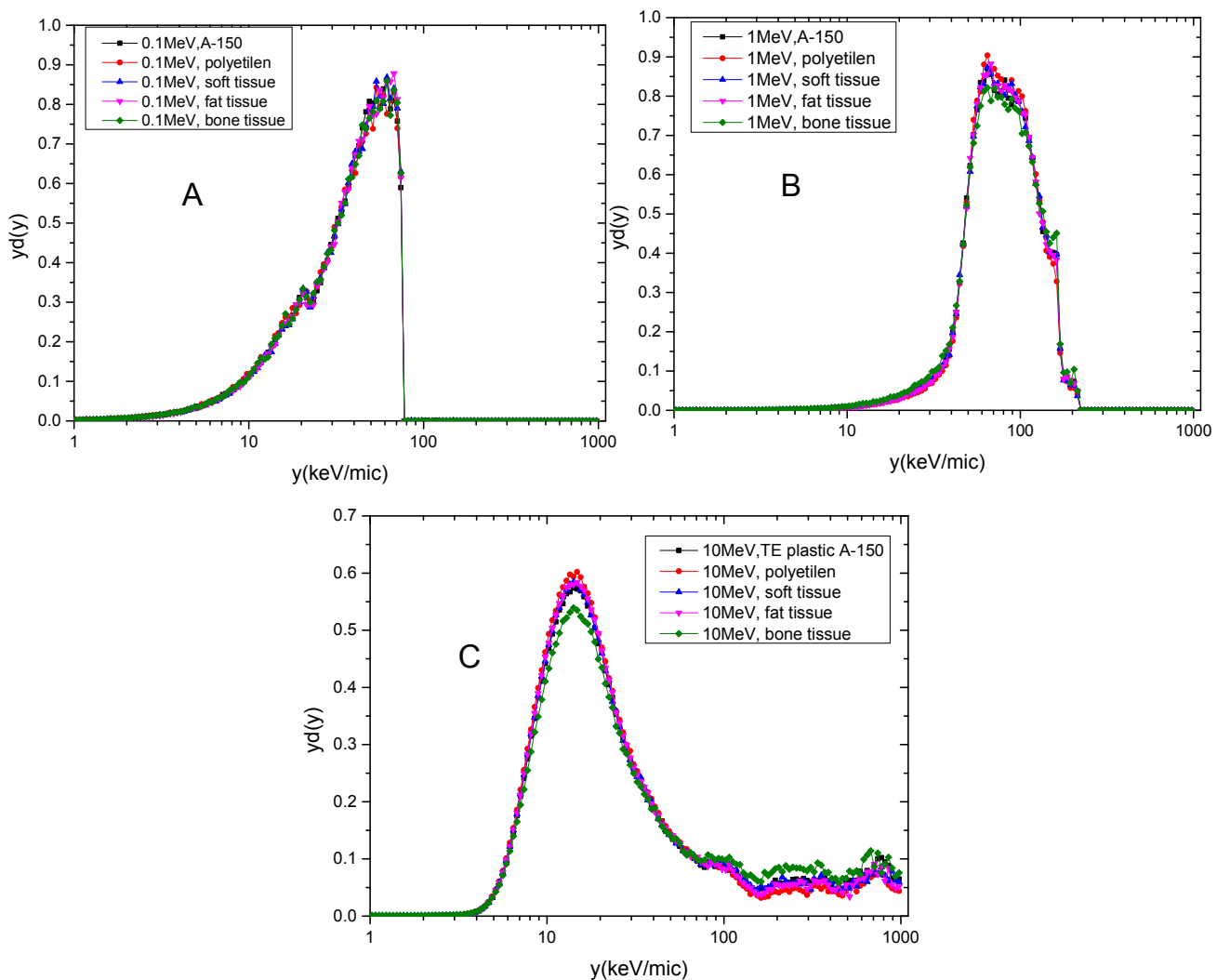
جدول ۵-۱۱ ترکیب و چگالی بافتهای نرم، چربی و استخوان [۱۳۷]

ترکیبات بافت نرم		ترکیبات بافت چربی		ترکیبات بافت استخوان	
عدد اتمی	کسر وزنی	عدد اتمی	کسر وزنی	عدد اتمی	کسر وزنی
۱	۰,۱۰۵	۱	۰,۱۱۴	۱	۰,۰۶۴
۶	۰,۲۵۶	۶	۰,۵۹۱	۶	۰,۲۷۸
۷	۰,۰۲۷	۷	۰,۰۰۷	۷	۰,۰۲۷
۸	۰,۶۰۲	۸	۰,۲۷۸	۸	۰,۴۱
۱۱	۰,۰۰۱	۱۱	۰,۰۰۱	۱۲	۰,۰۰۳
۱۵	۰,۰۰۲	۱۶	۰,۰۰۱	۱۵	۰,۰۰۷
۱۶	۰,۰۰۳	۱۷	۰,۰۰۱	۱۶	۰,۰۰۲
۱۷	۰,۰۰۲			۲۰	۰,۱۴۷
۱۹	۰,۰۰۲				

در شکل ۵-۲۹ بافت‌های مختلف شامل، بافت نرم، بافت چربی و بافت استخوان بررسی شده و طیف‌های میکرودزیمتری برای باریکه نوترون در سه انرژی مختلف بدست آمد. در جدول ۵-۱۲ میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی و میانگین فاکتور کیفیت و دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آنها در این سایت‌ها با بافت‌های مختلف و مواد جایگزین شبیه‌سازی شد. این شکل و جدول نشان می‌دهند

که طیف‌های میکرودوزیمتری در توافق خوبی با بافت‌های مختلف برای انرژی‌های ۰,۱ MeV و ۱ MeV

۱ می‌باشند، اما در انرژی ۱۰ MeV اختلافی وجود دارد.



شکل ۵-۲۹ مقایسه بافت‌های مختلف و مواد جایگزین دیوار میکرودوزیمتر در طیف‌های میکرودوزیمتری برای باریکه نوترون در سه انرژی ۰,۱، ۱ و ۱۰. به ترتیب مشکی، قرمز، آبی، صورتی و سبز برای پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰، پلی‌اتیلن، بافت نرم، بافت چربی و استخوان.

برای نوترون‌ها با انرژی ۱۰ MeV، بیشینه درصد اختلاف نسبی $yd(y)$ در قیاس با پلی‌اتیلن در

انرژی خطی $14,79 \text{ keV}/\mu\text{m}$ برای بافت نرم، بافت چربی، بافت استخوان به ترتیب ۳,۶۸، ۱۱,۱ و ۳

درصد است. بیشینه اختلاف بافت استخوان و سایر بافت‌ها و مواد جایگزین، در نتیجه چگالی بالاتر این

ماده در قیاس با مواد دیگر است.

جدول ۵-۱۲ مقایسه میانگین فرکانس، میانگین دز انرژی خطی، ضریب کیفیت میانگین، دز جذب شده و عدم قطعیت‌های آن‌ها در سایت‌ها با بافت‌های متفاوت و مواد جایگزین.

۱۰ MeV		۱ MeV		۰,۱ MeV		
$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_f}}{\bar{y}_f}$	بافت
۱۶,۲۶۷۵	۰,۰۰۱۹	۶۴,۱۳۳۵	۰,۰۰۱۶	۲۱,۴۵۰۱	۰,۰۰۳۱	پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰
۱۶,۳۵۶۷	۰,۰۰۱۸	۶۴,۱۳۸۳	۰,۰۰۱۶	۲۲,۱۶۱۱	۰,۰۰۳۰	بافت نرم
۱۶,۳۸۷۲	۰,۰۰۱۷	۶۴,۸۲۷۳	۰,۰۰۱۶	۲۲,۱۷۰۹	۰,۰۰۳۰	بافت چربی
۱۶,۱۴۳۸	۰,۰۰۱۵	۶۵,۳۸۱۷	۰,۰۰۱۴	۲۰,۷۷۳۷	۰,۰۰۳۲	پلی اتیلن
۱۴,۳۰۰۶	۰,۰۰۲۴	۶۱,۴۴۶۴	۰,۰۰۲۰	۲۰,۹۰۵۴	۰,۰۰۳۲	استخوان
$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\sigma_{\bar{y}_d}}{\bar{y}_d}$	بافت
۸۱,۴۰۹۶	۰,۰۱۲۷	۸۴,۷۱۳۹	۰,۰۰۱۷	۳۹,۱۹۳۴	۰,۰۰۲۳	پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰
۷۵,۸۷۰۹	۰,۰۱۲۷	۸۴,۶۲۵۲	۰,۰۰۱۶	۳۹,۵۰۰۵	۰,۰۰۲۲	بافت نرم
۷۳,۹۵۱۶	۰,۰۱۲۵	۸۴,۸۸۸۶	۰,۰۰۱۶	۳۹,۵۸۲۷	۰,۰۰۲۲	بافت چربی
۶۷,۰۳۵۹	۰,۰۱۲۲	۸۴,۵۵۴۰	۰,۰۰۱۵	۳۸,۹۱۵۴	۰,۰۰۲۳	پلی اتیلن
۹۳,۳۶۲۳	۰,۰۱۳۲	۸۴,۹۸۴۴	۰,۰۰۱۹	۳۹,۱۸۷۵	۰,۰۰۲۳	استخوان
$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	$\bar{Q}$	$\frac{\sigma_{\bar{Q}}}{\bar{Q}}$	بافت
۶,۹۴۲۰	۰,۰۰۲۶	۲۰,۹۹۷۹	۰,۰۰۰۹	۱۰,۴۱۹۵	۰,۰۰۲۷	پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰
۶,۹۱۷۸	۰,۰۰۲۵	۲۱,۰۲۹۶	۰,۰۰۰۹	۱۰,۵۱۴۹	۰,۰۰۲۶	بافت نرم
۶,۷۸۲۱	۰,۰۰۲۵	۲۱,۰۶۸۷	۰,۰۰۰۹	۱۰,۵۴۱۱	۰,۰۰۲۶	بافت چربی
۶,۵۵۰۲	۰,۰۰۲۳	۲۱,۱۶۶۷	۰,۰۰۰۹	۱۰,۳۳۴۴	۰,۰۰۲۸	پلی اتیلن
۷,۶۳۸۳	۰,۰۰۲۸	۲۰,۸۰۶۱	۰,۰۰۱۰	۱۰,۴۱۸۶	۰,۰۰۲۸	استخوان
$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	$D_t [Gy]$	$\frac{\sigma_{D_t}}{D_t}$	بافت

۲۵,۹۱۳۴	۰,۰۰۲۱	۱۰,۷۵۱۴	۰,۰۰۳۳	۲,۶۳۷۵	۰,۰۰۴۶	پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰
۲۶,۷۵۶۰	۰,۰۰۲۰	۱۱,۱۲۹۴	۰,۰۰۳۳	۲,۷۳۹۶	۰,۰۰۴۵	بافت نرم
۲۸,۰۲۱۱	۰,۰۰۱۹	۱۱,۶۹۹۹	۰,۰۰۳۲	۲,۷۳۰۵	۰,۰۰۴۵	بافت چربی
۳۲,۱۸۸۹	۰,۰۰۱۷	۱۳,۰۳۰۹	۰,۰۰۳۰	۲,۵۳۷۹	۰,۰۰۴۷	پلی اتیلن
۱۹,۸۵۵۶	۰,۰۰۲۶	۸,۵۴۷۶	۰,۰۰۳۸	۲,۵۹۶۸	۰,۰۰۴۶	استخوان

۵-۸ اعتبارسنجی شبیه سازی ها

به منظور اعتبارسنجی شبیه سازی ها، میکرودمتر مرجع [۱۰۷] را نیز شبیه سازی کردیم. این مرجع با استفاده از کد فلوکا طیف های میکرودمتری را بدست آورده است. در این مرجع باریکه نوترون موازی به صورت صفحه عمودی بر میکرودمتر کروی به قطر خارجی ۱,۵۴۲ سانتی متر و قطر حفره ۱,۲۷ سانتی متر است که جنس دیواره میکرودمتر ماده معادل بافت نرم و حفره از گاز پروپان معادل بافت پر شده است. نتایج $\bar{y}_d$ و $\bar{y}_f$ را محاسبه کردیم که این نتایج برای سایت دو میکرونی برای نوترون ها با انرژی ۰,۱ MeV و گاز پروپان معادل بافت به صورت $\bar{y}_f = 20,986 \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$ و $\bar{y}_d = 35,730 \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$ است و نتایج بیان شده در این مرجع $\bar{y}_f = 20,936 \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$ و $\bar{y}_d = 35,196 \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$ می باشد که تطابق خوبی با هم دارند. اختلاف اندک در داده ها به این دلیل است که این مرجع نتایج را با استفاده از کد فلوکا بدست آورده است.

همچنین مرجع [۱۷] را نیز شبیه سازی کرده و نتایج میانگین ضریب کیفیت را برای دو انرژی چشمه محاسبه کردیم. در این مرجع از صفحات THGEM^{۵۲} استفاده شده، حجم فعال ۵ میلی متر است و چشمه نوترون با انرژی های متفاوت مورد بررسی قرار گرفته است. میانگین ضریب کیفیت را به

^{۵۲} Thick gas electron multipliers

ترتیب برای چشمه 0.4 MeV و 4 MeV به ترتیب 24.17 و 12.85 بدست آوردیم که در این مرجع این مقادیر 24.2 و 12.9 گزارش شده است که تطابق خوبی را نشان می‌دهد.

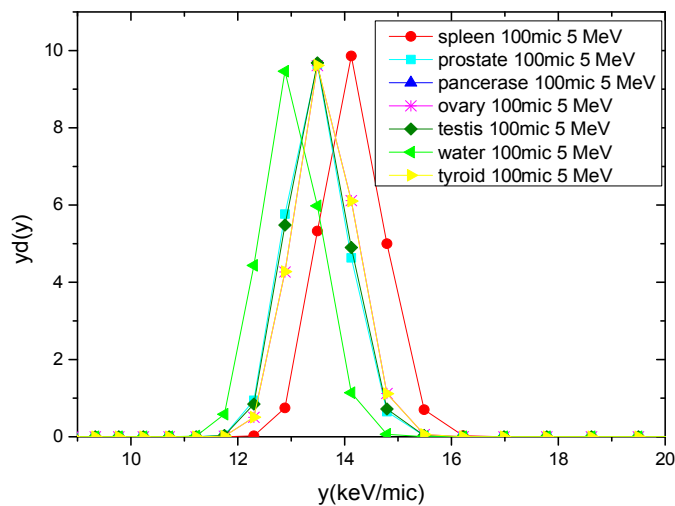
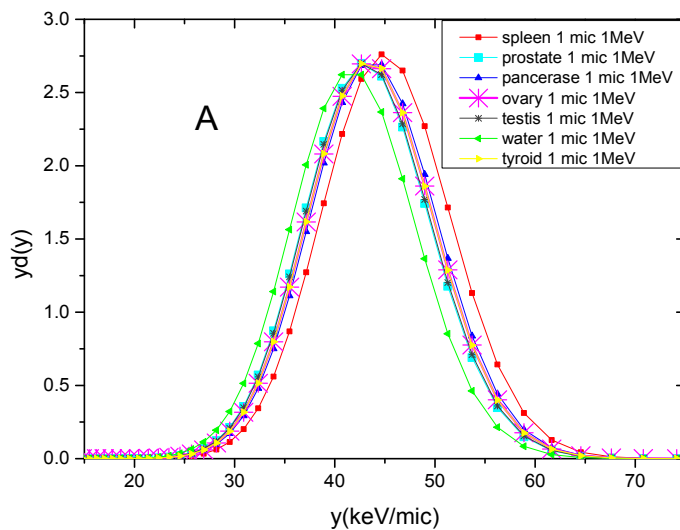
۵-۹ طیف‌های میکرودوزیمتری در ارگان‌ها و سایت‌های مختلف

در ادامه محاسباتی که در بخش ۲-۱۵ و بررسی ماده هدف بر توان توقف، برد و انرژی ذخیره شده برای فانتوم آب در قیاس با ارگان‌ها انجام دادیم، در این بخش طیف‌های میکرودوزیمتری این مواد را نیز مورد بررسی قرار می‌دهیم.

با استفاده از کد GEANT4، طیف‌های میکرودوزیمتری پروتون‌ها با انرژی 1 MeV و 5 MeV را به ترتیب در دو سایت ۱ و ۱۰۰ میکرونی از این ارگان‌ها و آب شبیه‌سازی و محاسبه کردیم.

جدول ۵-۱۳ مقایسه میانگین فرکانس و میانگین دز انرژی خطی، ضریب و عدم قطعیت‌های آن‌ها برای پروتون‌ها در سایت‌ها با انرژی و ابعاد مختلف و برای ارگان‌های بدن و فانتوم آب.

ارگان / آب	چشمه نقطه‌ای نوترون با انرژی 1 MeV در سایت ۱ میکرون				چشمه نقطه‌ای نوترون با انرژی 5 MeV در سایت ۱۰۰ میکرون			
	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\partial \bar{y}_f}{\partial \bar{y}_f}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\partial \bar{y}_d}{\partial \bar{y}_d}$	$\bar{y}_f \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\partial \bar{y}_f}{\partial \bar{y}_f}$	$\bar{y}_d \left[\frac{keV}{\mu m} \right]$	$\frac{\partial \bar{y}_d}{\partial \bar{y}_d}$
طحال	۴۳,۴۱۰۱۳۷	۰,۰۰۰۰۰۵	۴۴,۳۷۸۵۹۵	۰,۰۰۰۰۰۵	۱۴,۱۰۹۹۴۱	۰,۰۰۰۰۰۳	۱۴,۱۴۶۳۳۷	۰,۰۰۰۰۰۶
پروستات	۴۱,۴۹۵۰۹۱	۰,۰۰۰۰۰۵	۴۲,۴۶۴۶۲۰	۰,۰۰۰۰۰۵	۱۳,۴۳۵۴۷۰	۰,۰۰۰۰۰۷	۱۳,۴۷۰۷۲۱	۰,۰۰۰۰۱۴
پانکراس	۴۲,۱۸۳۲۵۶	۰,۰۰۰۰۰۵	۴۳,۱۵۵۴۷۱	۰,۰۰۰۰۰۵	۱۳,۶۶۰۳۱۹	۰,۰۰۰۰۰۷	۱۳,۶۹۶۳۱۸	۰,۰۰۰۰۱۴
تخم‌دان	۴۱,۹۰۷۵۳۱	۰,۰۰۰۰۰۵	۴۲,۸۷۷۶۷۳	۰,۰۰۰۰۰۵	۱۳,۵۷۸۵۷۳	۰,۰۰۰۰۰۷	۱۳,۶۱۴۰۶۷	۰,۰۰۰۰۱۴
بیضه	۴۱,۵۸۵۱۴۱	۰,۰۰۰۰۰۵	۴۲,۵۵۶۲۹۰	۰,۰۰۰۰۰۵	۱۳,۴۶۲۱۶۲	۰,۰۰۰۰۰۳	۱۳,۴۹۷۷۱۲	۰,۰۰۰۰۰۶
آب	۴۰,۱۶۲۰۷۵	۰,۰۰۰۰۰۵	۴۱,۱۳۸۹۳۹	۰,۰۰۰۰۰۵	۱۲,۹۵۵۳۵۲	۰,۰۰۰۰۰۳	۱۲,۹۹۰۲۹۸	۰,۰۰۰۰۰۶
تیروئید	۴۱,۹۰۴۸۳۲	۰,۰۰۰۰۰۵	۴۲,۸۷۳۸۷۸	۰,۰۰۰۰۰۵	۱۳,۵۷۷۴۰۶	۰,۰۰۰۰۰۷	۱۳,۶۱۳۰۰۰	۰,۰۰۰۰۱۴



شکل ۵-۳ طیف‌های میکرودوزیمتری برای پروتون‌ها با انرژی ۱ MeV و ۵ MeV به ترتیب در سایت ۱ و ۱۰۰

میکرونی در آب و برخی ارگان‌ها

شکل ۵-۳ این طیف‌های میکرودوزیمتری را نشان می‌دهد و همچنین به منظور مقایسه و بررسی دقیق بین این حالت‌ها، مقادیر میانگین فرکانس و میانگین دز انرژی خطی و عدم قطعیت‌های آن‌ها در هر حالت محاسبه و نتایج در جدول ۵-۱۳ گزارش شده است.

با توجه به همگن بودن آب، نزدیکی خواص ضرایب جذب به بافت‌های نرم و نیز نزدیکی چگالی آب به ارگان‌های بدن، در شبیه‌سازی‌ها و آزمایشات زیادی از آب به جای ارگان‌های بدن استفاده می‌شود. از آنجایی که با توجه به نتایج این بخش، این جایگزینی طیف‌های میکرودوزیمتری، فرکانس میانگین و دز

میانگین انرژی را تغییر می‌دهد، بنابراین برای پروتون‌ها در میکرودمتری، این جایگزینی توصیه نمی‌شود.

همچنین با توجه به شبیه‌سازی‌ها با کد GEANT4، مقدار انرژی به جامانده در هر سایت محاسبه شد. با استفاده از ضرایب تبدیل، انرژی بر حسب الکترون ولت را به ژول تبدیل کرده و بر جرم هر سایت تقسیم کردیم تا مقدار دز بر حسب گری را برای این دو سایت بدست آوریم، که نتایج مربوط به این محاسبات در جدول ۵-۱۴ گزارش شده است. همانطور که از این جدول مشاهده می‌شود، مقدار دز در سایت ۱ میکرون برای آب و ارگان‌ها با هم متفاوت است، ولی در سایت ۱۰۰ میکرونی، مقدار دز تقریباً برابر است و این جدول نیز بیانگر آن است که در مقیاس میکرون استفاده از آب به جای ارگان‌های بدن توصیه نمی‌شود.

جدول ۵-۱۴ دز جذبی پروتون‌های در دو سایت آب و ارگان

سایت / انرژی	طحال	تیروئید	پانکراس	پروستات	بیضه	تخمدان	آب
سایت ۱۰۰ میکرون انرژی ۵ MeV	$1,76E-4$	$1,78E-4$	$1,77E-4$	$1,76E-4$	$1,76E-4$	$1,76E-4$	$1,76E-4$
سایت ۱ میکرون انرژی ۱ MeV	۵,۴۱۵۷۵	۵,۴۷۹۳۰	۵,۴۶۳۱۷	۵,۴۲۵۷۲	۵,۴۳۷۵۰	۵,۴۲۷۴۶	۵,۴۶۱۴۸

۵-۱۰ نتیجه‌گیری

با توجه به شبیه‌سازی‌های میدان الکتریکی با استفاده از کد کامسول دریافتیم که حضور مارپیچ بیش از ۶۰ درصد (نسبت به عدم حضور مارپیچ) شدت میدان الکتریکی را افزایش می‌دهد. نزدیکی بیش از حد مارپیچ به آنود علاوه بر مشکل ساخت، امکان تخلیه الکتریکی را نیز در بر خواهد داشت. با دور کردن مارپیچ از آنود میدان الکتریکی در فاصله مارپیچ و آنود کاهش یافته و اگر از کاتود به سمت مارپیچ پیش برویم، میدان قوی‌تر می‌شود که این افزایش در این ناحیه با توجه به اساس کار شمارنده‌های تناسبی و لزوم تکثیر یکنواخت، مناسب نمی‌باشد. لذا فاصله مارپیچ از آنود را ۱,۵ میلی‌متر در نظر گرفتیم.

با کاهش ولتاژ مارپیچ میدان الکتریکی در ناحیه کاتود و مارپیچ کاهش یافته و به دلیل این کاهش میدان، احتمال باز ترکیب یون‌های تولید شده قبل از رسیدن به مارپیچ وجود دارد. ولتاژهای ۱۵۰ تا ۲۰۰ ولت می‌تواند برای این میکرودمتر مناسب باشد. با کاهش حلقه‌های مارپیچ میدان الکتریکی کاهش می‌یابد. همچنین تعداد زیاد حلقه‌های مارپیچ به دلیل مشکل ساخت و احتمال بیشتر گیراندازی ذرات باردار توصیه نمی‌شود و لذا تعداد ۹ حلقه برای مارپیچ در نظر گرفته شد. تکثیر در نزدیکی تیوپ‌های میدان نسبت به تکثیر آنود، قابل چشم‌پوشی بوده و با در نظر گرفتن تیوپ‌های میدان اعوجاج انتهای مارپیچ حذف خواهد شد.

همچنین بر اساس شبیه‌سازی‌های انجام شده با کد GEANT4 دریافتیم که می‌توانیم میکرودمتر را به صورت استوانه‌ای راست با قطر داخلی ۲ یا ۲٫۵ سانتی‌متر بسازیم که جنس دیواره آن از پلی‌اتیلن یا پلی‌پروپیلن باشد که ضخامت دیواره آن می‌تواند ۱٫۲ تا ۶ میلی‌متر باشد. کاتود نیز با ضخامت حداکثر ۰٫۵ میکرون از مس و یا ۱ میکرون از لایه‌های گرافن و آلومینیوم می‌تواند لایه‌نشانی شود که این لایه ضمن ایجاد رسانندگی دیواره، در طیف‌های میکرودمتری نیز تغییری ایجاد نمی‌کنند. داخل حفره میکرودمتر را می‌توان از گاز پروپان یا متان معادل بافت پر کرد. علاوه بر این گازها می‌توان از گاز پروپان و متان خالص با استفاده از اعمال ضرایب تصحیح چگالی استفاده نمود. ضریب تصحیح چگالی برای متان و پروپان در انرژی ۱۰ MeV به ترتیب ۰٫۷۸۱ و ۰٫۸۶۴ می‌باشد. برای نوترون‌ها با انرژی ۱۰ MeV، بیشینه درصد اختلاف نسبی $y d(y)$ بافت نرم، بافت چربی، بافت استخوان در قیاس با پلی‌اتیلن در انرژی خطی $14.79 \text{ keV}/\mu\text{m}$ به ترتیب ۳٫۶۸، ۳ و ۱۱٫۱ درصد است. بیشینه اختلاف بافت استخوان و سایر بافت‌ها و مواد جایگزین، در نتیجه چگالی بالاتر این ماده در قیاس با مواد دیگر است. همچنین بر اساس طیف‌های میکرودمتری استفاده از آب به جای برخی ارگان‌های بدن در میکرودمتری توصیه نمی‌شود. در تمامی موارد فوق کمیت‌های میکرودمتری و عدم قطعیت‌های آن‌ها محاسبه و طیف‌های میکرودمتری نیز رسم گردید.

فصل ۶: ساخت میکروذیتمتر و آزمایشات تجربی

۶-۱ مقدمه

با استفاده از شبیه‌سازی‌های فصل ۵، دریافتیم که میکرودوزیمتر را به صورت استوانه‌ای راست با قطر داخلی ۲۵ و ضخامت دیواره ۵ میلی‌متر از پلی‌اتیلن بسازیم. لایه مس کاتود لایه نشانی شده به ضخامت کمتر از ۰.۵ میکرومتر را در نظر گرفته و داخل سایت میکرودوزیمتر را از گاز پروپان معادل بافت با فشار ۱۷.۳۴ تور معادل با سایت یک میکرونی پر کردیم. شایان ذکر است که برای ساخت میکرودوزیمتر ابتدا باید در آزمایشگاه مجازی تمامی مواد و شرایط بررسی و بهینه گردد. بدین منظور برای بهینه کردن سیستم و در انجام این رساله تعداد زیادی برنامه نوشته و اجرا شد، که قسمتی از نتایج اساسی و مفید در فصل‌های قبل گزارش شده است. شایان ذکر است که برای پی بردن به حدود کار انجام شده در این رساله تعداد کدها و برنامه‌های نوشته شده و دفعات اجرای آن در ادامه بیان شده است. بیش از ۵۰ کد به زبان برنامه نویسی فرترن نوشته شده که ۱۵۰۰ اجرا برای محاسبه توان توقف و برد و پارامترهای موثر بر توان توقف و برد مانند ماده هدف، چگالی، پهن شدگی و ... انجام شد. ۴۰ برنامه و بیش از ۲۰۰۰ اجرا برای حالت‌های مختلف با استفاده از کد کامسول برای بررسی میدان الکتریکی، اثر ماریچ، ولتاژهای ماریچ و آنود، فاصله بهینه ماریچ تا آنود، ضخامت آنود و ماریچ، تاثیر ضرایب گذردهی بر شدت میدان و ... انجام شد. ۳۰ کد و ۲۰۰ اجرا با کد شبیه‌سازی مونت کارلو MCNPX برای محاسبه توان توقف و راستی آزمایی توان توقف نوشته و اجرا شد. بیش از ۴۰۰۰ بار از کد SRIM برای محاسبه توان توقف استفاده شد. ۷۰ برنامه و بیش از ۵۰۰۰ اجرا با کد GEANT4 جهت شبیه‌سازی میکرودوزیمتر با ابعاد و هندسه‌های مختلف و بررسی پارامترهای موثر بر اندازه‌گیری‌های میکرودوزیمترها مانند جنس و ضخامت دیواره میکرودوزیمتر، شکل میکرودوزیمتر، ابعاد، گاز، نوع و انرژی چشمه و ... نوشته و انجام شد. به طور میانگین برای هر اجرا ۳ روز زمان نیاز بود. همچنین به منظور تهیه ابزار و تجهیزات اولیه بیش از ۵۰۰ ساعت بررسی میدانی صورت گرفت و برای ساخت و راستی آزمایی و بررسی عوامل و خطاهای تجربی بیش از ۲۰۰۰ ساعت کار آزمایشگاهی انجام شد. محدودیت‌هایی مانند قطع برق و نبود

برخی از امکانات و مواد اولیه را نیز باید در نظر گرفت. در بخش‌های این فصل به تفکیک موارد و شرایط ساخت تجربی بیان شده است.

۲-۶ طراحی و ساخت دیواره میکرودزیمر

در ساخت میکرودزیمر، استوانه‌ای راست با قطر داخلی ۲,۵ سانتی‌متر را در نظر گرفتیم. استوانه‌ی آماده از پلی‌اتیلن با این شرایط در بازار وجود ندارد و معمولاً پلی‌اتیلن یا به صورت صفحات تخت یا به صورت لوله‌های استوانه‌ای توپر یافت می‌شود. با استفاده از آزمایشگاه ماشین ابزار رشته مکانیک موجود در دانشگاه صنعتی شاهرود و تراشکاری‌های موجود در شهر نیشابور اقدام به تهیه میکرودزیمر اولیه نمودیم. با توجه به اینکه حفره میکرودزیمر باید از گاز پر شده و عایق‌بندی شود، طراحی بهینه برای تراشکاری در نظر گرفته شد. نمایی از دستگاه تراش این آزمایشگاه و طراحی اولیه میکرودزیمر در شکل ۱-۶ نشان داده شده است.



شکل ۱-۶ دستگاه تراش آزمایشگاه ماشین ابزار دانشگاه صنعتی شاهرود و طراحی میکرودزیمر اولیه

۳-۶ ساخت کاتود میکروودزیمتر

در نتیجه عدم رسانندگی پلی اتیلن و پلی پروپیلن، در گام بعد بایستی لایه رسانای کاتود در داخل میکروودزیمتر قرار گیرد. در ضخامت کاتود باید نتایج فصل ۵ و ماکزیمم ضخامت‌های حاصله از رساناهای مس و آلومینیوم که علاوه بر رسانندگی، در طیف‌های میکروودزیمتری نیز تغییری ایجاد نکند، در نظر گرفته شود. از آنجایی که نازک‌ترین صفحات مس و آلومینیوم را نمی‌توان داخل میکروودزیمتر به صورت کاملاً صاف و صیقلی و یکنواخت قرار داد زیرا در بهترین حالت وجود لایه هوا بین این صفحات و دیواره میکروودزیمتر عدم یکنواختی کاتود و امکان وجود نقاط تیز را در پی خواهد داشت و همچنین در صفحات آلومینیوم نیز امکان ثابت کردن آن به دیواره میکروودزیمتر به دلیل عدم چسبندگی دشوار است، لذا بهتر است که ضخامت مورد نظر در داخل میکروودزیمتر لایه‌نشانی شود. به این منظور در ادامه به صورت مختصر به روش‌های لایه‌نشانی می‌پردازیم.

به صورت تجربی فرایندهای لایه‌نشانی و ساختارهای پوششی شامل فرایندهای حالت گازی، فرایندهای حالت محلول، فرایندهای حالت مذاب و نیمه مذاب و فرایندهای حالت جامد هستند. زیر گروه‌های اصلی لایه‌نشانی، عبارتند از: رسوب شیمیایی بخار^{۵۳} (CVD) و رسوب بخار فیزیکی^{۵۴} (PVD)

[۱۳۸-۱۳۹]

برای ایجاد پوشش‌هایی با کیفیت بالا می‌توان از روش‌های لایه‌نشانی فیزیکی بخار (PVD) استفاده کرد. روش تبخیر حرارتی مبتنی بر مقاومت الکتریکی یکی از انواع رایج در گروه روش‌های PVD محسوب می‌شود. برای رشد لایه‌های نازک فلز و نیم‌رسانا و عایق سه مرحله اصلی در فرایند لایه‌نشانی فیزیکی بخار وجود دارد: الف) تبخیر ماده منبع؛ ب) انتقال بخار از منبع به ماده‌ای که می‌خواهیم لایه نشانی

^{۵۳} Chemical vapor deposition

^{۵۴} Physical Vapor Deposition coating

روی آن انجام شود و ج) تشکیل لایه نازک روی زیرلایه با انباشت بخار منبع مورد نظر. با کنترل مقدار ماده انباشت شده، می‌توان ضخامت لایه را تنظیم کرد.

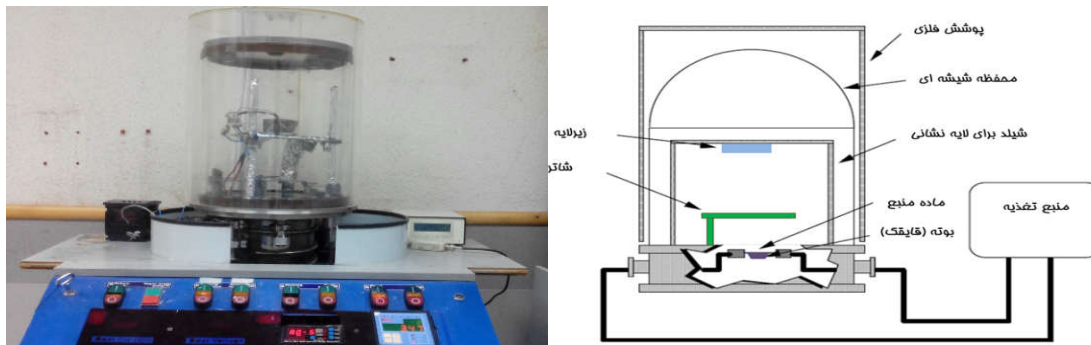
لایه نشانی به روش تبخیر حرارتی فرآیندی است که در محیط خلاء و به کمک اعمال جریان الکتریکی برای تبخیر ماده صورت می‌گیرد و هدایت و انتقال ماده تبخیر شده به سمت زیرلایه، بر اساس اختلاف فشار میان محلی که ماده و زیرلایه قرار دارد، اتفاق می‌افتد. پارامترهایی که معمولاً در این نوع لایه‌نشانی کنترل می‌شوند عبارتند از: محفظه خلا و دمای بوته‌ای که ماده منبع در آن قرار می‌گیرد. در این روش، ماده منبع که به عنوان پوشش استفاده می‌شود مانند یک قطعه فلز، در یک بوته که با نام قایقک یا فیلامان نیز شناخته می‌شود و از جنس فلزات مقاوم است، قرار می‌گیرد. با عبور جریان برق از بوته و داغ شدن ماده منبع و سپس تبخیر آن در محیط خلاء، به دلیل اختلاف فشاری که بین محل بوته و محل زیرلایه وجود دارد، یک لایه نازک بر روی زیرلایه انباشت می‌شود.

فرایند لایه‌نشانی در این روش باید تحت شرایط خلا انجام شود، زیرا برای تبخیر حرارتی دمای بسیار بالایی نیاز است و معمولاً در دمای بالا هر فلز واکنش‌پذیری در مجاورت اکسیژن، اکسید می‌شود. از سوی دیگر حضور و در نتیجه برخورد مولکول‌های سایر گازها در مسیر انتقال ماده تبخیر شده از منبع به زیرلایه موجب می‌شود که نرخ لایه‌نشانی کاهش یافته و مانع از تشکیل لایه‌های با چگالی بیشتر شود. درحالی‌که در شرایط خلا تعداد مولکول‌ها کاهش می‌یابند و میزان برخورد مولکول‌های ماده منبع با مولکول‌های موجود در محفظه، کاهش می‌یابد. شکل ۶-۲ نمایی از این دستگاه در حال لایه‌نشانی همراه با طرحواره آن را نشان می‌دهد.

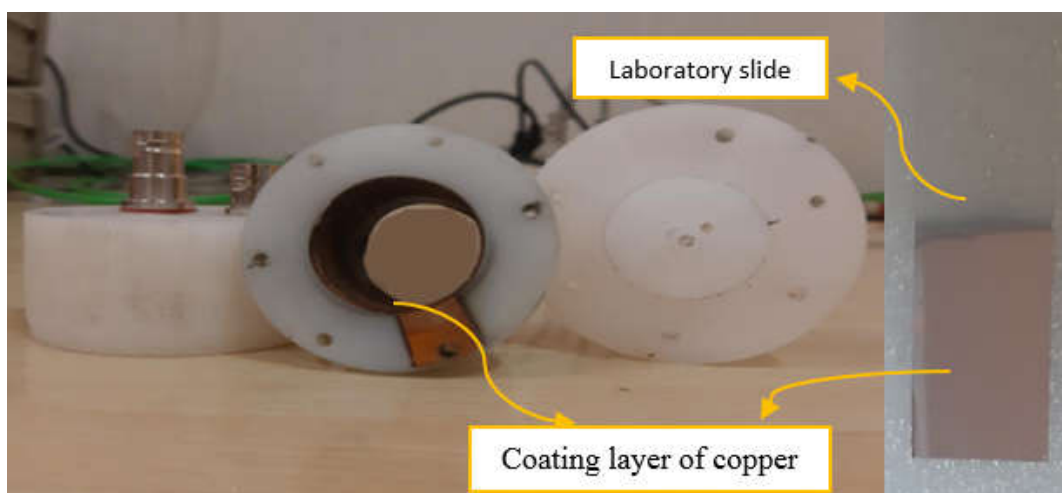
با توجه به دستگاه‌های موجود در دانشگاه صنعتی شاهرود و با توجه به اینکه داخل استوانه باید لایه‌نشانی می‌شد که سطح صافی نبود و با توجه به موارد گفته شده در فوق و نیاز به ضخامت نسبتاً دقیق لایه لایه نشانی شده، ما از دستگاه تبخیر حرارتی خلا موجود در آزمایشگاه رشد بلور و نانوفیزیک برای

پوشش این لایه‌ها استفاده کردیم و یک لایه مس روی سطح داخلی میکرودزیمتر رسوب دادیم. شکل

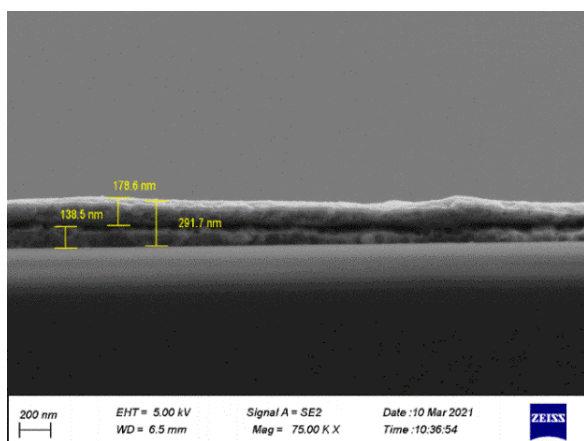
۳-۶ میکرودزیمتر لایه‌نشانی شده را نشان می‌دهد.



شکل ۲-۶ نمایی از دستگاه تبخیر حرارتی آزمایشگاه رشد بلور و نانوفیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود در حال لایه‌نشانی و طرحواره آن



شکل ۳-۶ میکرودزیمتر لایه‌نشانی شده و لام آزمایشگاهی.



شکل ۴-۶ نمایشی از دستگاه FESEM دانشگاه صنعتی شاهرود و ضخامت تعیین شده لایه مس کاتود با استفاده از این دستگاه

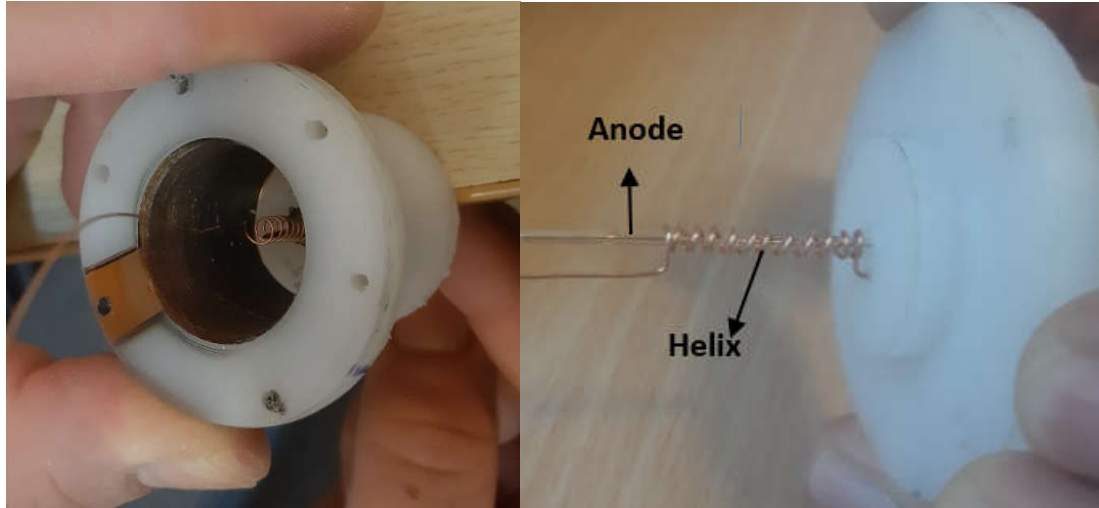
همراه با میکرودمتر یک عدد لام آزمایشگاهی نیز لایه‌نشانی شد. بنابراین ضخامت لایه مس لایه‌نشانی شده داخل میکرودمتر با ضخامت این لام برابر است و با سنجش ضخامت این لایه به ضخامت لایه کاتود میکرودمتر پی بردیم. ضخامت این سطح را در آزمایشگاه^{۵۵} FESEM با دستگاه با مدل FESEM ZEISS Sigma 300-HV ساخت آلمان محاسبه کردیم. این ضخامت ۲۹۱٫۷ نانومتر بدست آمد، که شکل ۴-۶ نتایج این اندازه‌گیری را به همراه دستگاه مورد سنجش نشان می‌دهد.

۴-۶ ساخت آنود و مارپیچ میکرودمتر

میکرودمترها معمولاً حفره‌های استوانه‌ای و کروی دارند که اغلب آنود با یک مارپیچ احاطه شده است که مارپیچ جهت ایجاد میدان الکتریکی یکنواخت نزدیک آنود در میکرودمترها قرار داده می‌شود [۶]. شکل ۴-۵ میکرودمتر لایه‌نشانی شده به همراه کاتود و آنود را نشان می‌دهد که آنود سیم مسی به قطر ۰٫۴ میلی‌متر و مارپیچ نیز سیم مسی به قطر ۰٫۶ میلی‌متر می‌باشد و شعاع مارپیچ ۱٫۵ میلی‌متر می‌باشد. شایان ذکر است که قطر سیم‌ها را با استفاده از میکرومتر دیجیتالی ۰ تا ۲۵ میلی‌متر موجود در

^{۵۵} Field emission scanning electron microscopy

آزمایشگاه فیزیک هسته‌ای اندازه‌گیری کردیم که دقت این دستگاه ۰,۰۰۱ میلی‌متر می‌باشد و در شکل ۶-۶ این میکرومتر دیجیتال نشان داده شده است.



شکل ۶-۵ میکرودمتر لایه‌نشانی شده با آنود و مارپیچ



شکل ۶-۶ میکرومتر دیجیتال ۰ تا ۲۵ میلی‌متر خریداری شده برای این پژوهش در آزمایشگاه هسته‌ای دانشگاه صنعتی شاهرود

۶-۵ ساخت حفاظ میکرودمتر

بعد از وصل کردن تجهیزات آزمایشگاهی که متعاقبا بررسی خواهد شد، گاهی در صفحه نمایش اسیلوسکوپ دیجیتال، قله‌های ولتاژی دیده می‌شود که بیانگر نویز ورودی به سیستم بود. لذا جهت بررسی این مورد مجموعه تجهیزات آزمایش را داخل فویل آلومینیومی قرار داده و جهت هم‌پتانسیل کردن مجموعه این فویل را به زمین وصل کردیم که در شکل ۶-۷ نشان داده شده است. مشاهده کردیم

که با قرار دادن پیش تقویت کننده و میکرودرزیمتر در فویل آلومینیومی این قله‌های ولتاژ یا به عبارتی همان نویزها از روی صفحه اسیلوسکوپ، حذف شدند. با توجه به این که در انجام آزمایش نیاز به تکرار آزمایش بود، انجام آزمایش‌های متعدد با این فویل آلومینیوم مقدور نبود. لذا اقدام به ساخت یک محفظه آلومینیومی با صفحات تخت آلومینیوم نمودیم که در شکل ۶-۸ این محفظه نشان داده شده است.



شکل ۶-۷ فویل آلومینیومی جهت محفظه رسانا به منظور جلوگیری از ورود نویز به داخل سیستم



شکل ۶-۸ محفظه آلومینیومی ساخته شده برای این پژوهش از صفحات تخت آلومینیوم

محفظه آلومینیومی جهت از بین بردن نویز ورودی به سیستم اندازه‌گیری است و کل سیستم در پتانسیل زمین قرار گرفته است. همچنین به منظور حفاظت پرتویی امواج الکترومغناطیسی، کل سیستم آزمایشگاه داخل حفاظ سربی قرار گرفته است.

۶-۶ تهیه گاز حفره میکرودمزیمتر و اتصالات مربوط به آن

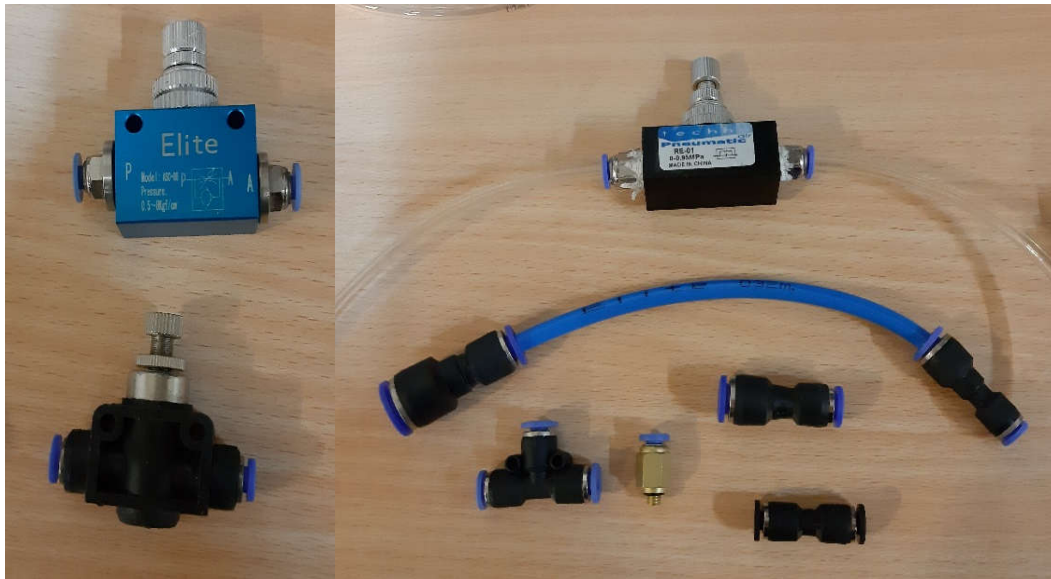
به منظور سنجش طیف‌های میکرودمزیمتری بایستی حجم فعال آشکارساز از گاز معادل بافت پروپان پر شود و لذا کپسولی از این گاز مخلوط را از شرکت سپهر گاز کاویان با عناصر و درصد‌های وزنی مطابق با جدول ۲-۴ تهیه کردیم. با توجه به حجم کوچک میکرودمزیمتر و به منظور جلوگیری از هدر رفت گاز یک رگلاتور سر سوزنی نیز از شرکت فوق خریداری کردیم. این کپسول به همراه رگلاتور در شکل ۶-۹ نشان داده شده است.



۶-۹ کپسول به همراه رگلاتور خریداری شده برای این پژوهش موجود در آزمایشگاه هسته‌ای

همچنین جهت تزریق گاز به میکرودمزیمتر شیلنگ و اتصالات پنوماتیک خریداری شد که در شکل ۶-۱۰ بخشی از این اتصالات نشان داده شده است.

با تغییر فشار، حجم گاز داخل میکرودمتر تغییر کرده و لذا ابعاد سایت میکرودمتر تغییر می‌کند، لذا سنجش دقیق این فشار به منظور تعیین ابعاد سایت میکرودمتر ضروری است. به این منظور فشار سنج دیجیتالی که توانایی سنجش فشار تا ۶۵۰ میلی‌متر جیوه را دارد خریداری شد که این فشار سنجش را به اتصالات پنوماتیک متناسب با این پژوهش متصل کردیم که در شکل ۶-۱۱ نشان داده شده است.



۶-۱۰ مجموعه ای از اتصالات پنوماتیک



۶-۱۱ فشارسنج دیجیتال خریداری شده برای این پژوهش موجود در آزمایشگاه هسته‌ای

۶-۷ تزریق گاز میکرودمتر

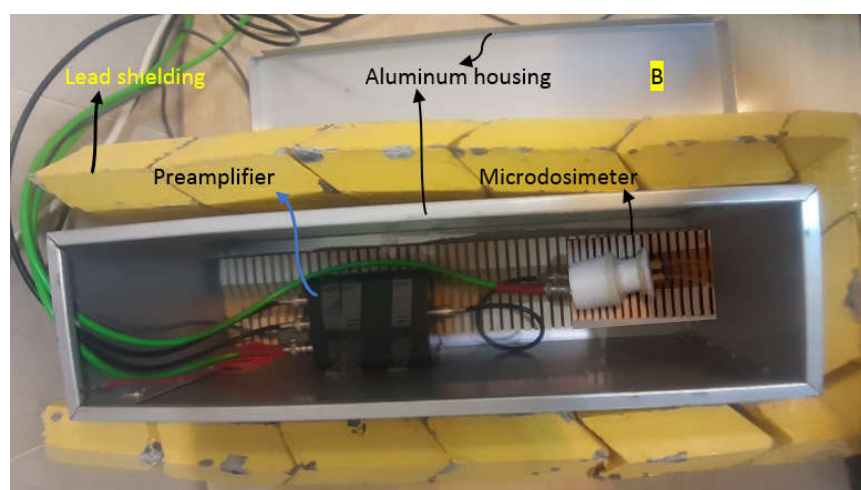
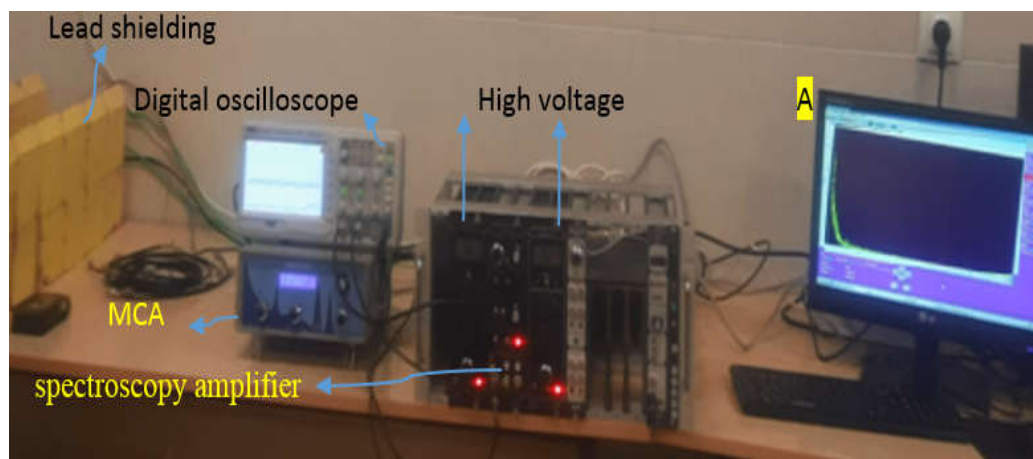
میکرودمتر را به کپسول گاز پروپان معادل بافت وصل کردیم و پس از اطمینان از عایق‌بندی آن، مجموعه کپسول گاز، فشارسنج، میکرودمتر و فشارسنج دیجیتال را به پمپ خلا روتاری وصل کرده و کل مجموعه را خلا کردیم که در شکل ۶-۱۲ نشان داده شده است. سپس با استفاده از رگلاتور سوسونی میکرودمتر را پر کرده و با استفاده از فشارسنج دیجیتال فشار مورد نظر را اندازه گرفتیم و فشار گاز داخل میکرودمتر را به ۱۷,۳۴ تور (سایت یک میکرونی) رسانیدم.



۶-۱۲ مجموعه پمپ خلا و میکرودمتر و فشارسنج دیجیتال

۶-۸ مجموعه تجهیزات آزمایشگاهی میکرودمتر

میکرودمتر را داخل حفاظ آلومینیومی قرار داده و به منبع ولتاژ بالاها و پیش تقویت کننده متصل کردیم. شکل ۶-۱۳ این مجموعه تجهیزات آزمایشگاهی میکرودمتر را نشان می‌دهد که شامل تقویت کننده، منبع ولتاژ بالا، تحلیل گر چندکاناله، کامپیوتر، اسیلوسکوپ دیجیتال و حفاظ‌های سربی است. شکل ۶-۱۴ نیز نمای نزدیک سیستم الکترونیک شامل منبع‌های ولتاژ بالا برای آنود و مارپیچ و تقویت کننده را نشان می‌دهد.



شکل ۶-۱۳ مجموعه تجهیزات آزمایشگاهی میکرودوزیمتر (A) تقویت کننده، منبع ولتاژ بالا و تحلیل گر چندکاناله، کامپیوتر، اسیلوسکوپ دیجیتال و حفاظ سری (B) میکرودوزیمتر متصل به پیش تقویت کننده داخل محفظه آلومینیومی با حفاظ سری



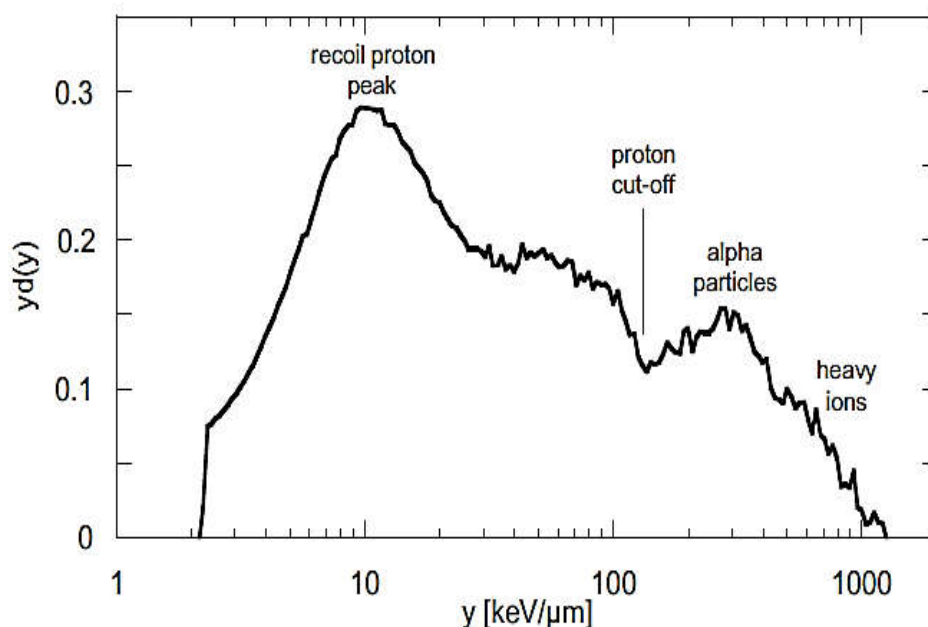
شکل ۶-۱۴ مجموعه تقویت کننده و منبع های ولتاژ بالا برای آنود و ماریچ

۹-۶ کالیبراسیون

مزیت اصلی شمارنده‌های تناسبی این است که می‌توانند به صورت مطلق کالیبره شوند و مقایسه با چشمه استاندارد نیاز نیست. در میکرودمتری نوترون‌ها به خاطر پدیده لبه پروتون، بدون در معرض قراردادن شمارنده با چشمه تابشی دیگر، کالیبراسیون خوبی می‌توان انجام داد.

پروتون‌های پس زده شده توسط نوترون‌ها می‌توانند ماکزیمم انرژی نوترون‌ها را دریافت کنند. هنگامی که پروتون‌ها طول قطر اصلی سایت را طی می‌کنند، می‌توانند ماکزیمم انرژی را به جا بگذارد. این انرژی برای سایت یک میکرونی از بافت ۱۰۰ keV می‌باشد. از آنجایی که انرژی خطی با تقسیم انرژی ذخیره شده بر طول میانگین وتر بدست می‌آید، لبه پروتون از فرمول (۱-۶) محاسبه می‌شود، که برای سایت یک میکرونی در انرژی خطی ۱۵۰ keV قرار دارد. در شکل ۶-۱۵ لبه پروتون نشان داده شده است [۶].

$$y_{P-edge}(d) = \frac{\Delta E_{max}}{\bar{t}} \quad (1-6)$$



شکل ۶-۱۵ طیف میکرودمتری نوترون با محل لبه پروتون

شایان ذکر است برای چشمه‌های الکترون و گاما لبه الکترون تعریف می‌شود که این لبه برای سایت یک و دو میکرونی در انرژی خطی ۱۰ keV قرار دارد. مرو^{۵۶} و همکارانش نیز برای شمارنده تناسبی استوانه‌ای محل لبه الکترون را تابعی از قطر سایت و به صورت $y_{e.edge} = 15.5d^{-0.42}$ در نظر گرفتند [۱۴۲]. با توجه به این که الکترون‌ها انرژی کمتری در ماده به جا می‌گذارند مکان این لبه، قبل از لبه پروتون است.

روش‌های کالیبراسیون متفاوتی برای شمارنده تناسبی وجود دارد که همه بر اساس میانگین انرژی ذخیره شده است. با استفاده از یک MCA لگاریتمی به راحتی با محاسبه ضریب کالیبراسیون و ضرب این ضریب در هر کانال می‌توان MCA را کالیبره کرد. برای محاسبه ضریب کالیبراسیون در هر حالت باید بیشینه انرژی ذخیره شده در سایت را محاسبه کرد. از تقسیم این انرژی بر شماره کانالی که بیشینه ارتفاع تپ ثبت شده، بیشینه انرژی ذخیره شده بر حسب کانال بدست می‌آید. با توجه به این که در میکرودمتری طیف را بر حسب انرژی خطی رسم می‌کنند، باید این ضریب را بر حسب انرژی خطی بدست آورد. لذا ضریب کالیبراسیون را از حاصل ماکزیمم انرژی ذخیره شده بر حسب کانال بر میانگین طول وتر بدست می‌آورند که با ضرب این ضریب در هر کانال، می‌توان شماره کانال را به انرژی خطی تبدیل کرد و نمودار فراوانی را بر حسب انرژی خطی بدست آورد.

$$\text{ضریب کالیبراسیون هر کانال} = \frac{E_{max}}{\text{میانگین طول وتر} \times \text{شماره کانال}} \quad (۲-۶)$$

با توجه به گستره وسیع رویدادهای یونش، اگر MCA خطی باشد باید به منظور ارزیابی عملکرد میکرودمتری از روش Pulse Height Analysis یا PHA استفاده کرد. به این منظور باید اندازه‌گیری‌های جداگانه با ضرایب تقویت متفاوت انجام شود. بسته به نوع و انرژی پرتو می‌توان سه ضریب تقویت متفاوت را برای اندازه‌گیری‌ها در نظر گرفت. این ضرایب تقویت شامل، اندازه‌گیری با ضریب تقویت

^{۵۶} Moro

کم^{۵۷} با ضریب تقویت متوسط^{۵۸} و با ضریب تقویت زیاد^{۵۹} می‌باشند. با توجه به این که نوترون‌ها انرژی بیشتری به جا می‌گذارند، می‌توان گفت که در اندازه‌گیری با ضریب تقویت کم تنها پالس‌های مربوط به نوترون‌ها ثبت می‌شود. در اندازه‌گیری با ضریب تقویت متوسط بخشی از پالس‌های مربوط به نوترون و تعدادی از پالس‌های مربوط به فوتون‌ها شمارش می‌شود و نهایتاً در اندازه‌گیری با ضریب تقویت زیاد عمدتاً فوتون‌ها ثبت می‌شوند [۶، ۱۴۲]. ضرایب تقویت متفاوت باید به گونه‌ای انتخاب شوند تا طیف‌های ارتفاع پالس مجاور هم‌پوشانی کافی داشته باشند [۷]. از آنجا که طیف ارتفاع پالس برای تقویت کم مربوط به پالس‌های با دامنه بزرگ است، برای مشخص نمودن لبه پروتون از این طیف استفاده می‌شود. طیف‌های ارتفاع پالس بدست آمده از سه اندازه‌گیری مذکور دارای مقیاس یکسان نیستند زیرا پالس‌ها بر اساس دامنه‌ی خود مرتب نشده‌اند. به منظور تعیین طیف میکرودمتری نهایی، باید آنها را هم مقیاس نماییم. این کار با کالیبراسیون و تبدیل شماره کانال به دامنه‌ی پالس انجام می‌شود. بدین منظور در شرایط بدون حضور چشمه و میکرودمتر برای هر یک از سه اندازه‌گیری ذکر شده، پالس‌هایی با دامنه‌های مختلف معین را با استفاده از یک دستگاه مولد پالس دیجیتال تولید و به سیستم الکترونیک ارسال می‌کنیم. سپس شماره کانال مربوط به بیشینه‌ی قله ایجاد شده در طیف در MCA، ثبت می‌گردد. شکل ۵-۱۶ مولد پالس دیجیتال و شکل ۵-۱۷ نمونه‌ای از سیگنال خروجی تقویت کننده بر روی اسیلوسکوپ را نشان می‌دهد.

منحنی تغییرات دامنه‌ی پالس بر حسب شماره‌ی کانال بیشینه‌ی قله، به عنوان منحنی کالیبراسیون در نظر گرفته می‌شود. سپس با استفاده از منحنی‌های کالیبراسیون بدست آمده برای هر اندازه‌گیری، شماره‌ی کانال‌ها به دامنه‌ی پالس تبدیل می‌شوند. در مرحله بعد به منظور تبدیل دامنه‌های پالس به انرژی خطی، از روش لبه پروتون با فرمول زیر استفاده می‌شود [۱۷].

^{۵۷} Amp low gain

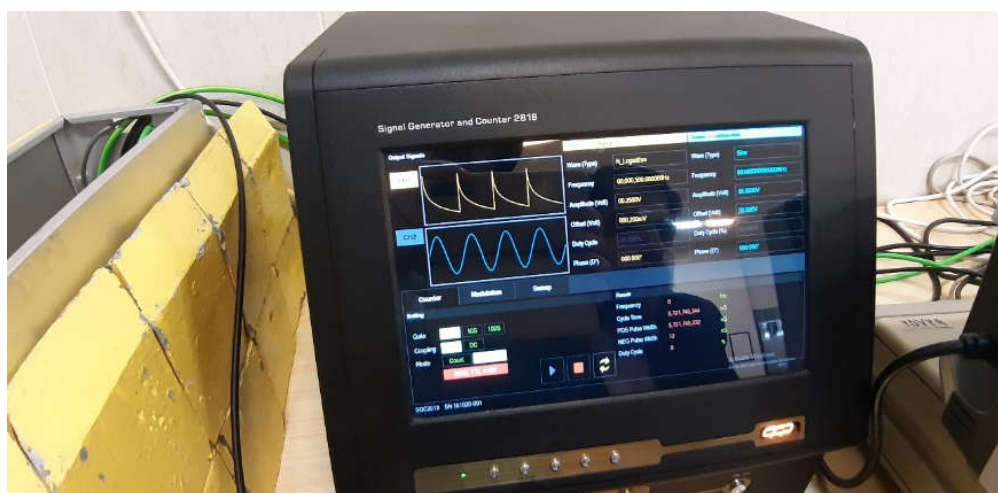
^{۵۸} Amp medium gain

^{۵۹} Amp high gain

$$y = H \frac{y}{H} \quad (3-6)$$

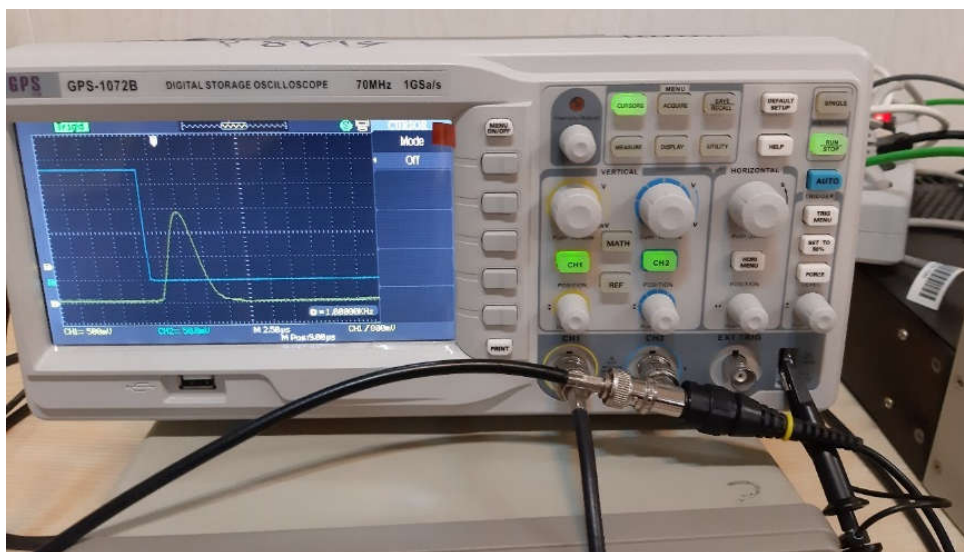
در این رابطه y انرژی خطی مربوط به دامنه‌ی پالس H و $y = 150 \text{ keV}/\mu\text{m}$ برای یک میکرومتر بافت، انرژی خطی در لبه‌ی پروتون با دامنه‌ی پالس H است. مقدار H از طیف ارتفاع پالس با ضرب تقویت کم و منحنی کالیبراسیون مربوط به آن خوانده می‌شود.

مقادیر y بعد از اعمال فرمول (3-6) در مقیاس خطی هستند و برای رسیدن به توزیع انرژی خطی مطلوب باید شمارش‌ها به بازه لگاریتمی مطابق با فرمول (1-25) تبدیل شوند. مقدار $B = 50$ و مقدار $y = 0.001 \frac{\text{keV}}{\mu\text{m}}$ و تعداد 300 بازه لگاریتمی در نظر گرفتیم. سپس با استفاده از برنامه‌ای که به زبان برنامه نویسی فرترن نوشتیم، هر مقدار y در مقیاس خطی انتخاب شده و نزدیکترین مقدار آن در بازه لگاریتمی تعیین می‌شود تا مجموع شمارش‌ها به بازه لگاریتمی مربوط به خود انتقال یابند.



شکل ۶-۱۶ مولد پالس دیجیتال آزمایشگاه هسته‌ای دانشگاه صنعتی شاهرود

سرانجام پس از محاسبه مقادیر $y_d(y)$ ، منحنی توزیع انرژی خطی مورد نظر بدست می‌آید. با توجه به استفاده از چشمه گاما در آزمایش تجربی، لبه پروتون در طیف اندازه‌گیری شده حضور ندارد و لذا در این طیف فقط لبه الکترون مشاهده می‌گردد و از طرفی با توجه به خطی بودن MCA موجود در آزمایشگاه هسته‌ای، از روش PHA در کالیبراسیون استفاده کردیم.

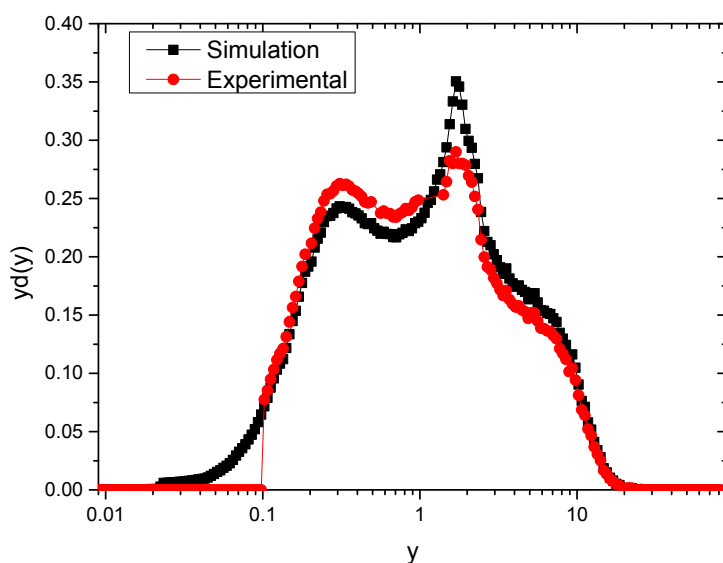


شکل ۶-۱۷ اسیلوسکوپ دیجیتال و نمونه‌ای از سیگنال خروجی تقویت کننده

۶-۱۰ طیف تجربی میکرودمتر

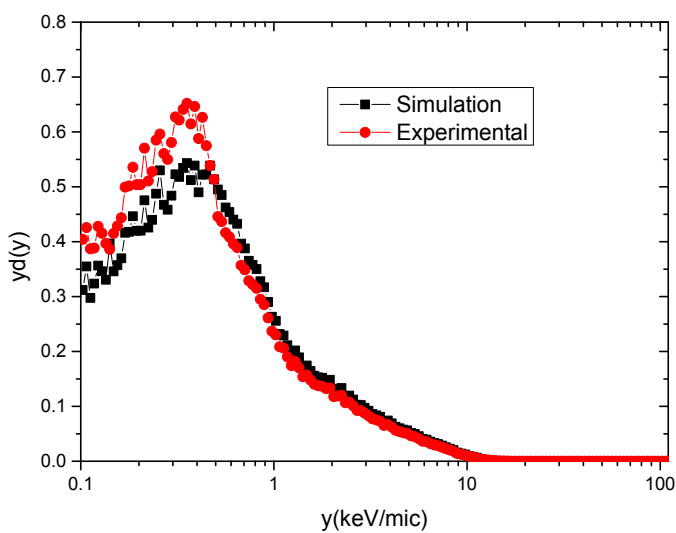
میکرودمتر که در بخش‌های قبل توضیح داده شده را به مجموعه تجهیزات آزمایشگاهی وصل کردیم. و با در نظر گرفتن ولتاژ آنود ۷۷۰ و ولتاژ ماریچ ۱۵۰ و با استفاده از نرم افزار MCA فراوانی بر حسب کانال را شمارش کردیم. این طیف را به عنوان طیف زمینه در نظر گرفتیم.

سپس با توجه به شرایط کرونا و عدم وجود چشمه نوترون در آزمایشگاه هسته‌ای به منظور تست میکرودمتر، این میکرودمتر را با چشمه گامای سزیم تحت تابش قرار دادیم و فراوانی در هر کانال را شمارش کردیم. با کسر کردن این طیف از طیف تابش زمینه نمودار خالص مربوط به چشمه سزیم را بدست آوردیم. سپس به منظور مقایسه نتایج تجربی و شبیه‌سازی، پس از کالیبره کردن مطابق بخش ۶-۹ و تبدیل بازه‌های خطی به بازه لگاریتمی با استفاده از برنامه‌ای که به زبان برنامه نویسی فرترن نوشتیم، طیف میکرودمتری به صورت شکل ۶-۱۸ بدست آمد. این طیف را با نتایج شبیه‌سازی مقایسه نمودیم که توافق خوبی را نشان می‌دهد.



شکل ۶-۱۸ مقایسه طیف میکرودوزیمتری چشمه سزیم با استفاده از میکرودوزیمتر ساخته شده در این پژوهش و

طیف شبیه‌سازی شده



شکل ۶-۱۹ مقایسه طیف میکرودوزیمتری چشمه امرسیم با استفاده از میکرودوزیمتر ساخته شده در این پژوهش و

طیف شبیه‌سازی شده

همچنین موارد بیان شده در فوق برای چشمه امرسیم نیز تکرار شد و از مقایسه طیف شبیه‌سازی شده

و طیف تجربی نمودار ۶-۱۹ بدست آمد. مقدار $\bar{y}_D$ بر حسب یکای $keV/\mu m$ برای چشمه سزیم را به

ترتیب از شبیه‌سازی و تجربه ۲,۰۷۰ و ۱,۷۹۲ بدست آوردیم و برای چشمه امرسیم این مقادیر ۰,۹۷۵ و ۰,۹۲۷ می‌باشد. شکل‌های ۱۸-۶ و ۱۹-۶ توافق خوبی را بین تجربه و شبیه‌سازی نشان می‌دهد.

۱۱-۶ نتیجه‌گیری

در این فصل به عوامل موثر بر طراحی و ساخت میکرودمتر پرداختیم و دریافتیم که به منظور از بین بردن نویز ورودی به سیستم اندازه‌گیری از محفظه آلومینیومی استفاده شد و کل سیستم در پتانسیل زمین قرار گرفت.

مزیت اصلی شمارنده‌های تناسبی این است که می‌توانند به صورت مطلق کالیبره شوند و مقایسه با چشمه استاندارد نیاز نیست و در میکرودمتری نوترون‌ها به خاطر حضور لبه پروتون، بدون در معرض قراردادن شمارنده با چشمه تابشی دیگر، کالیبراسیون خوبی می‌توان انجام داد.

با استفاده از یک MCA لگاریتمی به راحتی با محاسبه ضریب کالیبراسیون و ضرب این ضریب در هرکانال می‌توان MCA را کالیبره کرد ولی اگر MCA خطی باشد، با توجه به گستره وسیع رویدادهای یونش، از روش Pulse Height Analysis یا PHA استفاده می‌شود که مستلزم انجام اندازه‌گیری‌های جداگانه با ضرایب تقویت متفاوت است.

همچنین دریافتیم بدون تغییر در طیف‌های میکرودمتری، مواد و فلزات جایگزین دیگری می‌تواند در پیکربندی معمول میکرودمترها استفاده شود. این طراحی جدید می‌تواند به عنوان وسیله‌ای دقیق و قابل دستیابی و بدون تغییر در طیف‌های میکرودمتری در میکرودمتر نوترون استفاده شود.

نتیجہ گیری

با توجه به موارد بیان شده در فصول مختلف دریافتیم که:

- ۱- به منظور بدست آوردن انرژی جذب شده در سایت میکرودوزیمتر از کمیت‌های تصادفی انرژی مخصوص (Z) و انرژی خطی (y) به جای LET بهره می‌برند.
- ۲- عدم قطعیت کمیت‌های میکرودوزیمتری را با استفاده از فرمول انتشار خطا محاسبه کردیم.
- ۳- با استفاده از محاسبه گرمای واکنش و انرژی آستانه برای هر واکنش برهم‌کنش‌ها ممکن برای نوترون‌ها تا انرژی ۱۰ MeV با عناصر ماده معادل بافت تعیین شد.
- ۴- در ابعاد میکرو برای بدست آوردن برد و انرژی به جا گذاشته شده در ماده (ابعاد میکرو) توجه به دقت محاسبه توان توقف عناصر تشکیل دهنده ماده و درصد دقیق وزنی آن‌ها، چگالی مواد و پهن‌شدگی انرژی حائز اهمیت است.
- ۵- برای محاسبه توان توقف فرمول‌های متعدد با تقریب‌های متفاوتی بیان شده است. معمولاً هر کدام از این فرمول‌ها در بازه خاصی از انرژی بهترین تطابق را با اندازه‌گیری‌های تجربی دارند.
- ۶- با مقایسه توان توقف در دو کد SRIM و MCNP دریافتیم که داده‌های توان توقف این دو کد توافق خوبی با هم دارند. همچنین با محاسبه برد و توان توقف پروتون در ماده معادل بافت نرم توانستیم فرمول‌های نسبتاً دقیق و ساده‌ای را برای برد ماده معادل بافت و عناصر آن بیابیم.
- ۷- جایگزینی آب به جای ارگان‌های بدن بیشینه خطای ۱۸٪ و ۲۲٪ در انرژی ذخیره شده به ترتیب در سایت ۱ و ۱۰۰ میکرونی ایجاد می‌کند که مقدار خطا به انرژی پروتون و ابعاد سایت بستگی دارد.
- ۸- در نظریه حفره براگ‌گری بررسی می‌شود، اگر در ماده یا بافت، حفره سوزنی ایجاد کنیم؛ تحت چه شرایطی دز ماده (بافت) با دز حفره سوزنی معادل خواهد بود. از این معادل بودن برای ساخت میکرودوزیمتر استفاده می‌شود.
- ۹- در شمارنده تناسبی آنود با مارپیچ احاطه شده است و وجود مارپیچ باعث افزایش قدرت تفکیک و تکثیر بزرگ‌تری بدون اعمال ولتاژ بیش‌تر به آنود می‌شود.

۱۰- با استفاده از نظریه حفره براگ‌گری و قضیه فانو می‌توان به جای حجم‌های کوچک از حجم‌های گازی بزرگ و کم فشار معادل با آن استفاده کرد.

۱۱- از منابع اصلی اعوجاج در یکنواختی میدان شمارنده تناسبی تغییر قطر سیم آنود و اثرات انتهای آنود هستند. با در نظر گرفتن تیوپ‌های میدان اعوجاج انتهای ماریپیج حذف خواهد شد.

۱۲- با توجه به شبیه‌سازی‌های میدان الکتریکی با استفاده از کد کامسول بهینه حالت برای فاصله ماریپیج از آنود ۱٫۵ میلی‌متر، تعداد دورهای ماریپیج ۹، و ولتاژ ماریپیج بین ۱۵۰ تا ۲۰۰ بدست آمد.

۱۳- با استفاده از نتایج شبیه‌سازی‌ها مشاهده کردیم که برای جنس دیواره میکرودمتر می‌توان از پلی‌اتیلن یا پلی‌پروپیلن به جای پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ استفاده کرد.

۱۴- ضخامت دیواره میکرودمتر می‌تواند ۱٫۲ تا ۶ میلی‌متر از پلی‌اتیلن یا پلی‌پروپیلن باشد.

۱۵- کاتود نیز با ضخامت حداکثر ۰٫۵ میکرون از مس و یا ۱ میکرون از لایه‌های گرافن و آلومینیوم می‌تواند لایه‌نشانی شود که این لایه ضمن ایجاد رسانندگی دیواره، در طیف‌های میکرودمتری نیز تغییری ایجاد نکند.

۱۶- داخل حفره میکرودمتر را می‌توان از گاز پروپان یا متان معادل بافت پر کرد. علاوه بر این گازها می‌توان از گاز پروپان و متان خالص با استفاده از اعمال ضرایب تصحیح چگالی استفاده نمود.

۱۷- مواد معادل بافت با بافت‌های بدن نیز مقایسه و مورد بررسی قرار گرفتند که استفاده از این مواد به جای بافت‌های بدن امکانپذیر است.

۱۸- استفاده از آب به جای برخی ارگان‌های بدن در میکرودمتری بررسی شد و مشاهده گردید در ابعاد میکرو استفاده از آب به جای ارگان‌های بدن توصیه نمی‌شود.

۱۹- با استفاده از نتایج شبیه‌سازی‌ها و موارد بیان شده در فوق، میکرودمتر اولیه ساخته شد و بهینه‌سازی شد. مقایسه طیف‌های شبیه‌سازی و تجربی، تطابق خوبی را نشان می‌دهد.

۲۰- دریافتیم که موارد جایگزین بیان شده در فوق می‌تواند به عنوان مواد جایگزین در ساخت

میکرودزیمر استفاده شود.

پیشنهادهای:

- ۱- پیشنهاد می‌شود مواد در دسترس دیگری را که ترکیبات و درصد وزنی عناصر آنها مانند پلی‌اتیلن و پلی‌پروپیلن و پلاستیک معادل بافت A-۱۵۰ است را بررسی کرد. توان توقف این مواد جدید را با توان توقف مواد معادل بافت مقایسه کرد و چنانچه این ترکیبات و منحنی‌های توان توقف نزدیک باشد، جایگزینی این مواد را نیز به عنوان مواد معادل بافت ابتدا به وسیله شبیه‌سازی و در صورت تایید در آزمایشگاه به صورت تجربی مورد بررسی قرار داد.
- ۲- پیشنهاد می‌شود گازهای جایگزین دیگری را منوط به اینکه ضریب الکترون‌گیری بالایی نداشته باشند به عنوان گازهای حفره میکرودمتری بررسی کرد. در صورتی که شکل کلی منحنی توان توقف و مکان بیشینه قله منحنی توان توقف این مواد با گازهای معادل بافت پروپان و متان یکسان باشد، شاید بتوان از این گازها نیز با اعمال ضریب تصحیح چگالی به عنوان گاز معادل بافت استفاده کرد که باید بررسی شود.
- ۳- پیشنهاد می‌شود با کدهای شبیه‌سازی مونت کارلوی دیگری مانند فلوکا، MCNPX6 و ... طیف‌های میکرودمتری را محاسبه کرد و از مقایسه این کدها با کد GEANT که دقیق‌ترین کد قابل دسترس در حال حاضر است می‌توان به بررسی دقت داده‌های کدها و همچنین تاثیر سطح مقطع‌ها بر روی طیف‌ها و کمیت‌های میکرودمتری پی برد.
- ۴- پیشنهاد می‌شود اشکال هندسی یا ابعاد فیزیکی مختلف را به عنوان میکرودمتری بررسی کرد و تاثیر شکل را بر طیف‌های میکرودمتری بررسی کرد.

پوست

فرکانس متوسط و دز متوسط انرژی مخصوص

تابع توزیع انرژی مخصوص ذخیره شده در یک رویداد یگانه $f_1(z)$ و توزیع کلی $f(z)$ می‌باشد. با بیان روشن‌تر اگر یک رویداد اتفاق بیفتد، $f_1(z)$ احتمال توزیع z را اندازه‌گیری می‌کند یا به عبارت دیگر اگر یک رویداد اتفاق بیفتد؛ $f_1(z)$ احتمال ذخیره انرژی مخصوص کم‌تر یا مساوی z خواهد بود. بنابراین چگالی احتمالی دز تک رویداد $d_1(z)$ به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$d_1(z) = \frac{z}{\bar{z}_F} f_1(z) \quad (1)$$

که در رابطه‌ی فوق $\bar{z}_F$ فرکانس متوسط انرژی مخصوص هر رویداد^{۶۰} بوده و به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\bar{z}_F = \int_0^{\infty} z f_1(z) dz \quad (2)$$

و دز متوسط انرژی مخصوص هر رویداد^{۶۱} با عبارت زیر داده می‌شود:

$$\bar{z}_D = \int_0^{\infty} z d_1(z) dz \quad (3)$$

و بنابراین با جایگذاری از رابطه (۱) دز متوسط انرژی مخصوص هر رویداد به صورت زیر خواهد بود:

$$\bar{z}_D = \frac{1}{\bar{z}_F} \int_0^{\infty} z^2 f_1(z) dz \quad (4)$$

^{۶۰} Frequency-Mean Specific Energy Per Event

^{۶۱} Dose-Mean Specific Energy Per Event

فرکانس رویداد یا Φ^* ^{۶۲} به طور تقریبی، به صورت معکوس $\bar{z}_F$ و با رابطه‌ی زیر تعریف می‌شود:

$$\Phi^* = \frac{1}{\bar{z}_F} \quad (۵)$$

که بیانگر متوسط تعداد رویدادهای ذخیره انرژی در واحد دز جذبی^{۶۳} می‌باشد [۶].

^{۶۲} Event Frequency

^{۶۳} Mean Number of Energy Deposition Events Per Unit Absorbed Dose

- [1] Bjärngard B. E. and Attix F. H. (1987), "The Dosimetry of Ionizing Radiation", Volume II, Harcourt Brace Jovanovich.
- [2] Tsoulfanidis N. (2015), "Measurement and detection of radiation", fore Edition, Taylor & Francis.
- [3] Podgorsak E.B. (2005), "Radiation Oncology Physics: A Handbook for Teachers and Students", International Atomic Energy Agency.
- [4] "Nanodosimetry: Present and perspectives", Mater. Res. Soc. Symp. Proc. Vol. 851, Materials Research Society, 2005.
- [5] Olko P. (2007) "Microdosimetry, track structure and the response of the tmoluminescence detectors", Radiation Measurements 41.
- [6] Rossi H.H. and Zaider M. (2011) Microdosimetry and Its Applications, springer.
- [7] ICRU report 36 (1983) "Microdosimetry", International commission on radiation units and measurements.
- [8] Rosenfeld A.B., Bradley P.D., Cornelius I., Kaplan G.I., Allen B.J., Flanz J.B., Goitein M., Van Meerbeeck A., Schubert J., Bailey J., Takada Y., Maruhashi A. and Hayakawa Y. (2000) "A new silicon detector for microdosimetry applications in proton therapy" IEEE Transactions on Nuclear Science volume 47 issue 4.
- [9] Rosenfeld A. B. (2016) "Novel detectors for silicon based microdosimetry, their concepts and application" Nuclear instruments and methods in physics research A 809.
- [10] Kliauga P. J. and Rossi H. H. (1982) "Studies with encapsulated sources of ^{125}I III. Microdosimetry using a non-metallic wall-less proportional counter", International Journal of Radiation Oncology*Biological*Physics volume 8 issue 11.
- [11] Aslam, Prestwich W. V., McNeill F. E. and Waker A. J. (2003) "Investigating the TEPC radiation quality factor response for low energy accelerator based clinical applications" Radiation Protection Dosimetry, Vol. 103, No. 4, pp. 311–322.
- [12] The Quality Factor in Radiation Protection (Report 40) (1986) International Commission on Radiation Units and Measurements.
- [13] Kellerer A. M. and Hahn A. (1988) "Considerations on a Revision of the Quality Factor" Radiation Research 114, 480-488.

- [14] Chang S. Y. and Kim B. H. (2008) "Understanding of the Microdosimetric Quantities Obtained by a TEPC" *Journal of nuclear science and technology*, Supplement 5, p. 213–216.
- [15] ICRP 60 (1990) *Annals of the ICRP*, Published on behalf of the International Commission on Radiological Protection.
- [16] Moslehi A. and Raisali G. (2018) "Simulated response of a multi-element thick gas electron multiplier-based microdosimeter to high energy neutrons" *Applied Radiation and Isotopes* 137.
- [17] Moslehi A., Raisali G. and Lamehi M. (2016) "Simulation and experimental study of an indigenously designed and constructed THGEM-based microdosimeter for dose-equivalent measurement" *Radiation Measurements* 86, 56e62.
- [18] Knoll G. F. (2000) "Radiation Detection and Measurement" Third Edition, John Wiley & Sons.
- [19] Greenhouse N. A., Maillie H. D. and Mermagen H. (1967) "A Thermoluminescent Microdosimetry System for the Measurement of Photon Quality" *Radiation Research* volume 32 issue 3.
- [20] Rossi H. H. (1969) "Interpretation of biological response in terms of microdosimetry" in *Annals of the New York Academy of Sciences* volume 161 issue 1 High Energy.
- [21] Ellett W. H., Braby L. A. (1972) "The Microdosimetry of 250 kVp and 65 kVp X Rays, 60 Co Gamma Rays, and Tritium Beta Particles" *Radiation Research* volume 51 issue 2.
- [22] Rodgers R. C., Dicello J. F. and Gross W. (1973) "The Biophysical Properties of 3.9-GeV Nitrogen Ions: II. Microdosimetry" *Radiation Research* volume 54 issue 1.
- [23] Polig E. (1975) " α -microdosimetry in bone sections by means of dielectric track detectors and electronic image analysis" *The International Journal of Applied Radiation and Isotopes* volume 26.
- [24] Geard C.R. (1977) "Microdosimetry and chromosome aberrations: Effects of 230 keV neutrons on *Vicia faba* chromosomes" *Mutation Research/Fundamental and Molecular Mechanisms of Mutagenesis* volume 44 issue 3.
- [25] Roesch W. C. (1977) "Microdosimetry of Internal Sources" *Research* volume 70 issue 3.
- [26] Hall E. J., Kellerer A. M., Rossi H. H., Lam Y. M. P. (1978) "The relative biological effectiveness of 160 MeV protons—II Biological data and their interpretation in terms of microdosimetry" *Journal of Radiation Oncology*Biological*Physics* volume 4 issue 11-12.
- [27] Kellerer A. M. (1981) "Criteria for the Equivalence of Spherical and Cylindrical Proportional Counters in Microdosimetry" *Radiation Research* volume 86 issue 2.

- [28] Fisher D. R., Harty R. (1982) "The Microdosimetry of Lymphocytes Irradiated by Alpha-particles" International Journal of Radiation Biology and Related Studies in Physics, Chemistry and Medicine volume 41 issue 3.
- [29] Braby L.A. (1985) "A portable dose equivalent meter based on microdosimetry" in Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms volume 10-11.
- [30] Waker A. J. (1986) "An investigation of the characteristics of a spherical single-wire proportional counter used for experimental microdosimetry" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, volume 243 issue 2-3.
- [31] J.F. Dicello (1987) "Microelectronics and microdosimetry" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms volume 24-25.
- [32] Kliauga P., Horton J. and Stafford P. (1989) "Microdosimetry of a 42 MeV therapy neutron beam" International Journal of Radiation Oncology*Biology*Physics volume 16 issue 3.
- [33] Wu C. S., Amols H. I., Kliauga P., Reinstein L. E. and Saraf S. (1992) "Microdosimetry for Boron Neutron Capture Therapy" Radiation Research, volume 130 issue 3.
- [34] Lappa A. V., Bigildeev E. A., Burmistrov D. S. and Vasilyev O. N. (1993) "Trion code for radiation action calculations and its application in microdosimetry and radiobiology" in Radiation and Environmental Biophysics volume 32 issue 1.
- [35] Robertson J.B., Eaddy J.M., Archambeau J.O., Coutrakon G.B., Miller D.W., Moyers M.F., Siebers J.V., Slater J.M., Dicello J.F. (1994) "Relative biological effectiveness and microdosimetry of a mixed energy field of protons up to 200 MeV" Advances in Space Research volume 14 issue 10.
- [36] Li W., Zheng W. (1996) "Microdosimetry Computation Code for Internal Sources" Radiation Protection Dosimetry, volume 67 issue 3, 1996.
- [37] Bradley P. D. and Rosenfeld A. B. (1998) "Tissue equivalence correction for silicon microdosimetry detectors in boron neutron capture therapy" Medical Physics, volume 25 issue 11.
- [38] Santa Cruz G. A., Palmer M. R., Matatagui E., Zamenh R. G. (2001) "A theoretical model for event statistics in microdosimetry. II: Nonuniform distribution of heavy ion tracks" Medical Physics, volume 28 issue 6.
- [39] Wilson W. E., Lynch D. J., Wei K. and Braby L. A. (2001) "Microdosimetry of a 25 keV Electron Microbeam" Radiation Research volume 155 issue 1.

- [40] Cornelius I., Rosenfeld A. and Bradley P. (2001) “Simulations of silicon microdosimetry measurements in fast neutron therapy” *Australasian Physics & Engineering Sciences in Medicine* volume 25 issue 4.
- [41] Martin G., Gerdung S., Raabe M., Arend E. (2002) “A Practical Design of a Cylindrical Tissue-equivalent Proportional Counter for Microdosimetry” *Radiation Protection Dosimetry* volume 99 issue 1.
- [42] Marino S. A., Johnson G. W. (2002) “A Microdosimetry Chamber for Low-energy X Rays” *Radiation Protection Dosimetry*, volume 99 issue 1.
- [43] Endo S., Onizuka Y., Ishikawa M., Takada M., Sakurai Y., Kobayashi T., Tanaka K., Hoshi M. and Shizuma K. (2004) “Microdosimetry of neutron field for boron neutron capture therapy at Kyoto university reactor” *Radiation Protection Dosimetry* volume 110 issue 1-4.
- [44] Wroe A., Rosenfeld A., Cornelius I., Prokopovich D., Reinhard M., Schulte R. and Bashkirov V. (2006) “Silicon Microdosimetry in Heterogeneous Materials: Simulation and Experiment” in *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 53 issue 6, 2006.
- [45] Palajova Z., Spurny F., Davidkova M. (2006) “Microdosimetry distributions for 40-200 MeV protons” *Radiation Protection Dosimetry* volume 121 issue 4.
- [46] Wroe A., Rosenfeld A., Reinhard M., Pisacane V., Ziegler J., Nelson M., Cucinotta F., Zaider M., Dicello J. (2007) “Solid State Microdosimetry With Heavy Ions for Space Applications” *IEEE Transactions on Nuclear Science*, volume 54 issue 6.
- [47] Reniers B. and Verhaegen F. (2007) “The microdosimetry of low-energy photons in radiotherapy” *Radiation Protection Dosimetry*, volume 122 issue 1-4.
- [48] John Wambaugh, Imran Shah (2010) “Simulating Microdosimetry in a Virtual Hepatic Lobule” *PLoS Computational Biology* volume 6 issue 4.
- [49] Chao T. C., Huang Y. S., Hsu F. Y., Hsiao Y., Lee C. C. and Tung C. J. (2011) “Cellular dosimetry and microdosimetry for internal electron emitters” *Radiation Protection Dosimetry* volume 143 issue 2-4.
- [50] Liamsuwan T., Emfietzoglou D., Uehara S., Nikjoo H. (2012) “Microdosimetry of low-energy electrons” *International Journal of Radiation Biology* volume 88 issue 12.
- [51] Carrillo-Cazares T. A., Torres-Garcia E. (2013) “Monte Carlo mitochondrial dosimetry and microdosimetry of ^{131}I ” *Radiation Protection Dosimetry*, volume 153 issue 4.
- [52] Burigo L., Pshenichnov I., Mishustin I., Bleicher M. (2014) “Microdosimetry spectra and RBE

of ^1H , ^4He , ^7Li and ^{12}C nuclei in water studied with Geant4” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, volume 320.

[53] Liamsuwan T., Hultqvist M., Lindborg L., Uehara S., Nikjoo H. (2014) “Microdosimetry of proton and carbon ions” Medical Physics, volume 41 issue 8.

[54] Pan C.Y., Huang Y.W., Cheng K.H., Chao T.C. and Tung C.J. (2015) “Microdosimetry spectra and relative biological effectiveness of 15 and 30MeV proton beams” Radiation and Isotopes volume 97.

[55] Tran L. T., Chartier L., Bolst D., Prokopovich D. A., Guatelli S., Nancarrow M., Reinhard M. I., Marco Petasecca, Lerch M. L. F., Pereverlaylo V. L., Matsufuji N., Hinde D., Dasgupta M., Stuchbery A., Jackson M., and Rosenfeld A. B. (2015) “Using Ion of Different Energies” IEEE Transactions on Nuclear Science Vol. 62, NO. 6.

[56] Cho I. C., Wen W. H., Chao T. C. and Tung C. J. (2017) “Microdosimetry measurements for low-energy particles using a mini TEPC with removable plug” Radiation Physics and Chemistry.

[57] Broughton D. and Waker A. J. (2016) “An analytical comparison of gas gain in spherical, cylindrical and hemispherical low-pressure proportional counters intended for use in experimental microdosimetry” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 840, 107-112.

[58] Bolst D., Guatelli S., Tran L. T., Chartier L., Lerch M. L. F., Matsufuji N. and Rosenfeld A. B. (2017) “Correction factors to convert microdosimetry measurements in silicon to tissue in ^{12}C ion therapy” Phys. Med. Biol. 62 , 2055–2069.

[59] Famulariz G., Pater P., Enger S. A. (2017) “Microdosimetry calculations for monoenergetic electrons using Geant4-DNA combined with a weighted track sampling algorithm” Phys. Med. Biol.

[60] Kyriakou I., Emfietzoglou D., Ivanchenko V., Bordage M. C., Guatelli S., Lazarakis P., Tran H. N., and Incerti S. (2017) “Microdosimetry of electrons in liquid water using the low-energy models of Geant4” journal of applied physics 122, 024303.

[61] Bortot D., Pola A., Agosteo S., Pasquato S., Mazzucconi D., Fazzi A., Colautti P. and Conte V. (2017) A novel avalanche-confinement TEPC for microdosimetry at nanometric level, Radiation Measurements 103 , 1e12.

[62] Bortot D., Mazzucconi D., Bonfanti M., Agosteo S., Pola A., Pasquato S., Fazzi A., Colautti P. and Conte V. (2018) “A novel tepc for microdosimetry at nanometric level: response against different neutron fields” Radiation Protection Dosimetry, Vol. 180, No. 1–4, pp. 172–176.

- [63] Lan J., Hong T., Liang X., and Du G. (2018) "Evaluation of Microwave Microdosimetry for Human Eyes with Glasses Exposed to Wireless Eyewear Devices at Phone Call State", *electromagnetics waves pierm* 63, EMW Publishing Cambridge, Massachusetts, USA.
- [64] Chen D. and Sun L., (20180) "Application of microdosimetry on biological physics for ionizing radiation" *Chin. Phys. B* Vol. 27, No. 2 , 028701.
- [65] Verona C., Magrin G., Solevic P., Bandorf M., Marinelli M., Stock M., Verona Rinati G. (2018) Toward the use of single crystal diamond based detector for ion-beam therapy microdosimetry, *Radiation Measurements* 110, 25–31.
- [66] Li W.B., Hofmann W. and Friedland W. (2018) "Microdosimetry and nanodosimetry for internal emitters" *Radiation Measurements* 115.
- [67] Newpower M., Patel D., Bronk L., Guan F., Chaudhary P., McMahon S. J., Prise K. M., Schettino G., Grosshans D. R., Mohan R. (2019) Using the Proton Energy Spectrum and Microdosimetry To Model Proton Relative Biological Effectiveness, *International Journal of Radiation OncologyBiologyPhysics* 104(2).
- [68] Zhang W., Li C., Zou Y., Liu Y. and Luo H. (2019) "The determination of neutron fluence to absorbed dose conversion coefficients and relative biological effect based on microdosimetry measurments" *Radiation Protection Dosimetry* pp. 1–6.
- [69] Conte V., Bianchi A., Selva A., Petring G., Cirroned G.A.P., Parisi A., Vanhavere F., Colautti P. (2019) "Microdosimetry at the CATANA 62 MeV proton beam with a sealed miniaturized TEPC" *Physica Medica* 64.
- [70] Hofmann W. Li W. B., Friedland W., Miller B. W., Madas B., Bardiès M. and Balásházy I. (2019) "Internal microdosimetry of alpha-emitting radionuclides" *Radiation and Environmental Biophysics*.
- [71] Somayeh Jahanfar and Hossein Tavakoli-Anbaran (201⁹) "Extracting fairly accurate proton range formulas for use in microdosimetry" *Revista Mexicana de Física*, Vol. 65 No. (2019).
- [72] Guatelli S., Davis J. A., Tran L. T. and Rosenfeld A. B. (2019) "Evaluation of silicon based microdosimetry for Boron Neutron Capture Therapy Quality Assurance" *Physica Medica* 66.
- [73] Bertolet A., Cortés-Giraldo M.A., Souris K., Cohilis M. and Carabe-Fernandez A. (2019) "Calculation of clinical dose distributions in proton therapy from microdosimetry" *Med Phys*.
- [74] Jabaria M., Rajabia H. and Dadashzadeh S. (2020) "A microdosimetry model of kidney by GATE Monte Carlo simulation using a nonuniform activity distribution in digital phantom of nephron" *Nucl Med Commun*.

- [75] Bolst D. (2020) "Validation of Geant4 for silicon microdosimetry in heavy ion therapy" *Physics in Medicine & Biology*, Volume 65, Number 4.
- [76] Abolfath R., Helo Y., Carlson D. J., Stewart R., Grosshans D., Mohan R. (2020) "A new approach to modeling the microdosimetry of proton therapy beams" *medical physics* Volume 47, Issue 7.
- [77] Chattaraj A. and Palani Selvam T. (2020) "applicability of pure propane gas for microdosimetry at brachytherapy energies: a fluka study" *Radiation Protection Dosimetry*, pp. 1–8.
- [78] Mazzucconi D., Bortot D., Martin Rodriguez P., Pola A. Fazzi A., Colautti P., Conte V., Selva A., Agost S. (2020) "A wall-less Tissue Equivalent Proportional Counter as connecting bridge from microdosimetry to nanodosimetry" *Radiation Physics and Chemistry* 171.
- [79] Hu N., Tanak H., Takat T., Endo S., Masunaga S., Suzuki M., Sakurai Y. (2020) "Evaluation of PHITS for microdosimetry in BNCT to support radiobiological research" *Applied Radiation and Isotopes* 116.
- [80] Guardiola C., Fleta C., Quirion D., Pellegrini G. and Gómez F. (2020) Silicon 3D Microdetectors for Microdosimetry in Hadron Therapy, *Micromachines*, 11, 1053.
- [81] Peracchi S., James B., Pagani F., Pan V., Vohradsky J., Bolst D., Prokopovich D. A., Guatelli S., Petasecca M., Lerch M. L. F., Lee S. H., Inaniwa T., Matsufuji N., Povoli M., Kok A., Jackson M., Squire T., Rosenfeld A. B., and Tran L. T. (2020) "Radiation shielding evaluation of spacecraft walls against heavy ions using microdosimetry" *IEEE Transactions on Nuclear Science*.
- [82] Hartzell S., Guan F., Taylor P., Peterson C., Taddei P. and Kry S. (2021) "Uncertainty in tissue equivalent proportional counter assessments of microdosimetry and RBE estimates in carbon radiotherapy" *Phys. Med. Biol.* 66, 15501.
- [83] Guardiola C., Bachiller-Perea D., Prieto-Pena J., Jiménez-Ramos M.C., García López J., Esnault C., Fleta C., Quirion D. and Gómez F. (2021) "Microdosimetry in low energy proton beam at therapeutic-equivalent fluence rate with silicon 3D-cylindrical microdetectors" *Phys. Med. Biol.* 66.
- [84] DeCunha J. M., Villegas F., Vallières M., Torres J., Camilleri-Broët S. and A Enger S. (2021) "Patient-specific microdosimetry: a proof of concept" *Physics in Medicine & Biology*.
- [85] Gibaru Q., Inguibert C., Caron P., Raine M., Lambert D., Puech J. (2021) "Geant4 physics processes for microdosimetry and secondary electron emission simulation: Extension of MicroElec to very low energies and 11 materials (C, Al, Si, Ti, Ni, Cu, Ge, Ag, W, Kapton and SiO₂)", *Nuclear in Physics Research*, B 487.
- [86] Chiang Y., Tan C. M., Tung C.J., Lee C. C. and Chao T. C. (2021) "Lineal Energy of Proton in Silicon by a Microdosimetry Simulation" *Appl. Sci.* 11, 1113.

- [87] Chattaraj A. and Palani Selvam T. (2021) “Microdosimetry-based relative biological effectiveness calculations for radiotherapeutic electron beams: a FLUKA-based study” Radiological Physics and Technology.
- [88] Golshani M., Azadegan B., Mowlavi A. A. (2021) “Microdosimetry calculations and estimation of the relative biological effectiveness of the low-energy electrons released during Gd neutron capture reaction” Radiation Physics and Chemistry 188.
- [89] Evans R. D. (1995) “The atomic nucleus” Tata McGraw-Hill Publishing Company Limited.
- [90] Monte Carlo N-Particle Transport Code System (2000) Los Alamos National Laboratory Los Alamos, New Mexico, radiation safety information computational center.
- [91] Tayal D.C. (2011) “Nuclear Physics” Himalaya Publishing House.
- [92] Ziegler J.F., Biersack I.P., Ziegler M.D. (2008) “SRIM, The stopping and range of ions in matter”; library of Congress cataloging-in-publication data.
- [93] Ziegler J. F. (1980) “The Stopping and Ranges of Ions in Matter. Handbook of Stopping Cross-Sections for Energetic Ions in All Elements”; Volume 5; Pergamon Press Inc.
- [94] Turner J. E. (2007) “Atoms, Radiation, and Radiation Protection” WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim.
- [95] Sigmund P. (1982) “Kinetic theory of particle stopping in a medium with internal motion”; physical review A; vol. 26, Number 5, 2697-2517.
- [96] Ziegler J. F. (1999) “The Stopping of Energetic Light Ions in Elemental Matter” J. Appl. Phys., 85, 1249-1272.
- [97] Shindo S. and Minowa H. (1988) “Theory of Higher-Order Corrections to the Electronic Stopping Power of Solids” phys. stat. sol. (b) 145, 89.
- [98] Ziegler J. F. (1999) “Commentary comments on ICRU Report No. 49: Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles” radiation research 152, 219-222.
- [99] VisTI G. and BoccAccio P. (1982) “Heavy Ion Stopping-Power Calculations for Light Absorbers” Il nuov cimiento vol. 1, N. 1 Gennaio-Febbraio.
- [100] Paul H. (2010) “Recent results in stopping power for positive ions, and some critical comments” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 3421268-3425.
- [101] Ziegler J. F., Ziegler M.D., Biersack J.P. (2010) “SRIM – The stopping and range of ions in matter” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B 268.

- [102] Christos Bousis, Dimitris Emfietzoglou Panagiotis Hadjidakas, Hooshang Nikjoo ,Anand Pathak (2011) “Monte Carlo calculations of low-energy electron dose-point-kernels in water using different stopping power approximations” Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B269.
- [103] Andersen H. H. and Ziegler J. F. (1977) “Hydrogen Stopping Powers and Ranges in All Elements” IBM-Research, Yorktown Heights, New Yor.
- [104] <https://physics.nist.gov>.
- [105] Ray S. (2004) “An introduction to high voltage engineering” prentice -Hall of India, New del hi.
- [106] Rasouli A., Tavakoli-Anbaran H. (2018) “Estimation of the risk for the second cancers induction in healthy tissues during the radiation therapy of liver’s tumor” IJRSM 6 (5) 23-30.
- [107] Chattaraj A., Palani Selvam T. and Datta D. (2018) “investigation of applicability of pure propane gas microdosimetry at neutron fields a monte carlo study” Radiation Protection Dosimetry.
- [108] Shchuchinsky J., Peterson C. (1984) “Radiation Effects” Vol. 81.
- [109] Huches I. G. and Thomas P.A. Hase (2010) “Measurements and their Uncertainties a practical guide to modern error analysis” Oxford University Press Inc., New York.
- [۱۱۰] کنت کرین ۱۳۸۵ آشنایی با فیزیک هسته‌ای ترجمه: دکتر محمد ابراهیم ابوکاظمی، دکتر منیژه رهبر، مرکز نشر دانشگاهی.
- [111] Lamarsh J. R and Baratta A. J. (2001) “Nuclear reactor Engineering” 3rd Edition.
- [112] Baratta J. , Lamarsh J. R. (2001) “Introduction to Nuclear Engineering”.
- [113] Karl H.(1964) “Nutron physics” Beckurts.
- [114] Wang M., Huang W.J., Kondev F.G., Audi G. and Naimi S. (2021) “The AME 2020 atomic mass evaluation _ (II). Tables, graphs and references” Chinese Physics C (HEP & NP), Vol. 45, No.3.
- [115] ICRU 26 (1977) “Neutron dosimetry for biology and medicine”.
- [116] Nakagawat T., Kawasaki H. and Shibata K.(2002) “Curves and tables of neutron cross sections in JENDL-3.3 PART I =1-50” Japan Atomic Energy Research Institute.
- [117] Caswell R. S. and Coyne J. J. (1972) “Interaction of Neutrons and Secondary Charged Particles with Tissue: Secondary Particle Spectra” Radiation Research, Vol. 52, No. 3.
- [118] Cember H. (2009) “Introduction to health physics” Pergamon press, Edition 4.

- [119] Khan F. M., Gibbons J. P. (2014) "Khan's the physics of radiation therapy" Edition 5, Wolters Kluwer, New York.
- [120] Aro A. C. A., Green S., Koochi Fayegh R., Scott M. C., Shahid T. and Taylor G. C. (1992) "Measurement and prediction of real tissue microdosimetric responses for neutrons up to 60 MeV" Radiation protection dosimetry, vol 44.
- [121] Eickel R. and Booz J. (1976) "The Influence of the Counter Wall and the Counter Shape on the Spectral Energy Deposition in Small Volumes by ^{60}Co Gamma-Rays and 200 kV X-Rays" Rad. and Environm. Biophys. 13.
- [122] WILSON K. S. J. and FIELD S. B. (1970) "Measurement of LET Spectra Using a Spherical Tissue-Equivalent Proportional Counter" PHYS. MED. BIOL., VOL. 15, NO. 4.
- [123] Srdoč S. D. (1970) "Experimental Technique of Measurement of Microscopic Energy Distribution in Irradiated Matter Using Rossi" Radiation Research, Vol. 43, No. 2.
- [124] Singh V. P., Badiger N. M. and Kucuk N. (2014) "Determination of Effective Atomic Numbers Using Different Methods for Some Low-Z Materials" Journal of Nuclear Chemistry.
- [125] Effective atomic numbers of heterogeneous materials (1965) nature publishing group.
- [126] Singh K. and Gagandeep (2002) "Effective atomic number studies in different body tissues and amino acids" Indian Journal of Pure & Applied physics, Vol.40.
- [127] Goodman L. J. (1978) "Density and Composition Uniformity of A-15• Tissue-equivalent Plastic" PHYS. MED. BIOL., Vol. 23, No. 4.
- [128] Moro D. (2015) "Experimental methods for microdosimetry, nanodosimetry and track structure determination: state of the art" Symposium: Nanodosimetry.
- [129] Fano U. (1954) "Note on the Bragg-Gray Cavity Principle for Measuring Energy Dissipation" Radiation Research, Vol.1, No. 3.
- [130] Kliauga P. (1990) "Microdosimetry at Middle Age: Some Old Experimental Problems and New Aspirations" Radiation Research volume 124 issue 1.
- [131] Mohammadi S.M., Tavakoli-Anbaran H. and Zeinali H.Z. (2017) "Free-air ionization chamber, FAC-IR-300, designed for medium energy X-ray dosimetry" Journal of Instrumentation (JINST).
- [132] Mohammadi S.M., Tavakoli-Anbaran H. and Zeinali H.Z. (2016) "Investigation of electric field distribution on FAC-IR-300 ionization chamber", Journal of Instrumentation (JINST).
- [133] Schmidt J. W. and Moldover M. R. (2003) "Dielectric Permittivity of Eight Gases Measured

with Cross Capacitors” International Journal of Thermophysics, Vol. 24, No. 2, March.

[134] Zhong K., Yang Y., Xu G., Zhang J. M., Huang Z. (2017) “An Ab Initio and Kinetic Monte Carlo Simulation Study of Lithium Ion Diffusion on Graphene” Materials 10, 761.

[135] Bondavalli P., Pribat D., Legagneux P., Martin M.B., Hamidouche L., Qassym L., Feugnet G., Trompeta A.F., Charitidis C.A. (2019) “Deposition of graphene and related nanomaterials by dynamicspray-gun method: a new route to implement nanomaterials in real applications” J. Phys.: Mater.2.

[136] <https://www.graphenea.com/blogs/graphene-news/graphene-field-effect-transistors-for-chemical-sensing>.

[137] Geant4 a simulation toolkit, Book for Application Developers Release 10.4, Geant4 Collaboration (2017) Rev1.0: Dec 8th.

[138] Holmberg K., Matthews A. (2009) “COATINGS TRIBOLOGY Properties, Mechanisms, Techniques and Applications in Surface Engineering” Second Edition, The Boulevard, Langford Lane, Kidlington, Oxford OX5 1GB, UK.

[139] Fotovvati B., Namdari N., Dehghanghadikolaie A. (2019) “On Coating Techniques for Surface Protection: A Review” J. Manuf. Mater. Process. 3(1), 28.

[140] Tracton A. A. (2006) “Coatings technology handbook” Third Edition, CRC Press is an imprint of Taylor & Francis Group.

[141] Kondo K., Murata I., Ochiai K., Kubota N., Miyamru H., Konno C. and Nishitani T. (2008) “Measurement and Analysis of Neutron-Induced Alpha Particle Emission Double-Differential Cross Section of Carbon at 14.2 MeV” Journal of nuclear science and thechnology, Vol. 45, No. 2.

[142] Lindborg L., Waker A. (2017) “Microdosimetry experimental methods and applications” CRC Press, Taylor & Francis Group.

Abstract

In many situations to describe the effect of radiation in biology, the absorbed dose is quite inappropriate, because the mechanisms and effects, especially in the cellular and subcellular dimensions, are governed by non-uniform microscopic properties. It is clear that the microscopic pattern of interactions and absorbed energy of radiation is crucial to understanding the details of the mechanism of radiation effects. The microdosimetry domain includes the physical description of all microscopic patterns of dose distribution. The main purpose and major applications of microdosimetry are related to biological problems and these problems are strongly emphasized in physical studies, however microdosimetry can be used in other fields such as chemistry, physical detectors, microelectronics, protection against radiation and ... to give a more accurate description of macroscopic descriptions of radiation.

The aim of this study is to design and fabricate a neutron microdosimeter for medical applications and therefore its wall is soft tissue equivalent material. Given that the number of interactions in the microdosimeter is small, we need a device that increases the effect of this number, as well as a linear relationship between the initial number of ionization and excitation and the final number, to be informed of the amount of deposited energy. Therefore, in this study, a proportional counter was designed in which an axial anode wire surrounded by a cylindrical helix provided more uniformly multiplication electrons in a smaller volume than the detector. The presence of a helix increases the resolution and larger multiplication without applying more voltage to the anode. In the obtained working voltage, when the anode and helix voltages are

750 and 150 volts respectively, the presence of the helix increases the electric field intensity by more than 60%. In order to make a microdosimeter, we first examined the various parameters using a virtual laboratory. To design and optimize the microdosimeter response for particle transport and to investigate the parameters affecting the microdosimeter measurements such as the material and wall thickness of the microdosimeter, dimensions, gas, type, and energy of the source, etc., use the Monte Carlo simulation code GEANT4. We used COMSOL code to design the electric field, the effect of the helix, the voltages of the helix and the anode, the optimal distance between the helix and the anode, the thickness of the anode and the helix, and the effect of the transmittance coefficients on the field intensity. We have also written the program in Fortran programming language to calculate the stopping power and range. We also used the MCNPX code for verification. In order to study the different modes of optimization, microdosimetric quantities and their uncertainties and microdosimetric spectra were calculated and plotted. In this regard, several simulations were performed and according to their results, we made a laboratory sample of a straight cylindrical microdosimeter with a diameter of 25 and a wall thickness of 5 mm of polyethylene. In order to not conduct polyethylene, a copper layer with a thickness of less than 0.3 μm was used which does not change the microdosimeter spectra while conducting. We filled the inside of the microdosimeter with propane tissue equivalent gas at a pressure of 17.34 torr that equivalent to one micron site. It is also possible to use methane and propane gas by applying a density

correction coefficient, for example up to 10 MeV energy this correction coefficient for methane and propane is 0.781 and 0.864, respectively. In order to eliminate the input noise to the measurement system, we used an aluminum housing and in order to protect the electromagnetic waves, we used a lead shield. We connected the microdosimeter to electronic equipment collection, including a preamplifier, a high voltage source for the anode and helix, an amplifier, a signal generator, an oscilloscope, and an MCA, and obtained the experimental microdosimeter spectrum. We compared this spectrum with the simulation results, which shows a good agreement. Therefore, without changing the microdosimetric spectra, other alternative materials and metals can be used in the normal configuration of microdosimeters. This new design can be used as an accurate and accessible device without changing the microdosimeter spectra in neutron microdosimeters.

Keywords: Microdosimetry, Neutron, Stopping Power and Range of Charged Particles, Tissue Equivalent Materials, Bragg-Gray Cavity Theory, Proportional Counter.



Shahrood University of
Technology

Faculty of physics and nuclear engineering

Ph.D. Thesis in nuclear physics

Conceptual design for making neutron microdosimeter with soft tissue equivalent walls

By: Somayeh Jahanfar

Supervisor:

Dr. Hossein Tavakoli-Anbaran

10, 2021

